

**ELEKTRONENSTRAHL-PLASMA-WECHSELWIRKUNG
IN EINEM STOSSBESTIMMTEN,
AXIALINHOMOGENEN UND
MAGNETFELDFREIEN SYSTEM**

Jürgen Heider

1977



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555626_0010

ELEKTRONENSTRAHL-PLASMA-WECHSELWIRKUNG IN EINEM STOSS-
BESTIMMTEN, AXIALINHOMOGENEN UND MAGNETFELDFREIEN SYSTEM

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades

des

Fachbereiches Physik

der

Ludwig-Maximilians-Universität

München



vorgelegt von

Jürgen Heider

aus Lindau

München Januar 1977

1. Berichterstatter: Prof. Dr. A. Heisen

2. Berichterstatter: Prof. Dr. J. Brandmüller

Tag der mündlichen Prüfung: 24.2.1977



INHALTSVERZEICHNIS

I)	EINFÜHRUNG UND ZIELSETZUNG	2
II)	ZUR THEORIE DES STRAHL-PLASMA-SYSTEMS (SPS)	
	A) Die Dispersionsgleichung (DG)	7
	B) Korrekturen zur DG	8
	1) Stoßbestimmter Fall	9
	2) Energieveränderungen der Strahlelektronen	10
	3) Temperatur der Plasmaelektronen $T_e \neq 0$	11
	4) Halbwertsbreite der Instabilität	11
	5) Axiale Inhomogenität	13
	6) Endliche Geometrie	14
	C) Das Diffusionsmodell	14
III)	EXPERIMENTELLE ANORDNUNG UND MESSVERFAHREN	
	1) Der Wechselwirkungsraum	16
	2) Die Elektronenkanone	17
	3) Der Energieanalysator	19
	4) Messungen mit der Beschleunigungsstrecke	21
	5) Die Hochfrequenzanalyse	
	a) Aufzeichnung der Spektren	22
	b) Sondenanpassung	23
	c) Wellenlängenbestimmung	25
	6) Messung der Elektronentemperaturen	27
IV)	ERGEBNISSE UND DISKUSSION	
	1) Untersuchung des Strahlsystems im Hochvakuum	29
	a) Kathodenwiderstände	29
	b) Energieverteilung der Strahlelektronen im HV	29
	c) Fokussierung und Strahlhomogenität	31
	2) Der Elektronenstrahl in Helium und Wasserstoff	31
	a) Streuquerschnitte für He und H_2	32
	b) Die Strahldivergenz	34
	c) Die Energiespektren	36
	3) Die Hochfrequenzanalyse der Strahl-Plasma-Wechselwirkung (SPW)	43
	a) Axialer Verlauf der Instabilität	43
	b) Vergleich HF-Amplitude/Energiehalbwertsbreite	45
	c) Wellenlängenbestimmung	48

d) Vergleich mit der lin. Theorie	50
e) Vergleich der Amplitudenentwicklung in Helium und Wasserstoff	54
f) Die Elektronentemperatur T_e	56
g) Vergleich von T_e und Instabilitätshalb- wertsbreite $\Delta F_{1/2}$	58
h) Axialer Verlauf von Plasmadichte und $\Delta F_{1/2}$	60
i) Vergleich der gemessenen Plasmadichten mit dem Diffusionsmodell	63
4) Nichtlinearitäten	67
V) ZUSAMMENFASSUNG	69
VI) ANHANG: Sondenstimulierte Instabilität	71
Literatur	74

VERWENDETE SYMBOLE:

F	Frequenz
$\omega = 2\pi F$	
$\omega_b = 2\pi 8,98 \cdot 10^3 \sqrt{n_b}$	Strahlfrequenz
n_b	Strahldichte
$\omega_p = 2\pi 8,98 \cdot 10^3 \sqrt{n_p}$	Plasmafrequenz
n_p	Plasmadichte
$k = k_r + i k_i$	komplexer Wellenvektor
$v_b = 5,93 \cdot 10^7 \sqrt{U_b}$	Elektronengeschwindigkeit
U_b	Strahlspannung
I_b	Strahlstrom
T_e	Plasmaelektronentemperatur
$v_p = 6,15 \cdot 10^5 \sqrt{T_e}$	Plasmaelektronengeschwindigkeit
ν	Stoßfrequenz
A	Amplitude
G_m	beam-reduction-factor
D_a	ambipolarer Diffusionskoeffizient
N	Neuerzeugungsrate
σ	totaler Wirkungsquerschnitt
P_c	Stoßquerschnitt für Elektron-Neutral-Impulsaustausch
w	Sättigungswechselwirkungslänge
p	Gasdruck
ΔE	Energiehalbwertsbreite
ΔF	Hochfrequenzhalbwertsbreite

Abstract:

Es wird die Wechselwirkung eines Elektronenstrahls mit einem kalten, stoßbestimmten Plasma experimentell untersucht. Gemessen werden in Helium, bzw. Wasserstoff die Plasmadichten, die Elektronentemperaturen, die Energieverteilung der Strahlelektronen, die Strahlstreuung und Divergenz sowie der räumliche Verlauf der Zweistrominstabilität in Abhängigkeit vom Druck (1-6 Pa), von der Strahlspannung (400-1000 V) und dem Strahlstrom (0,5 - 8 mA).

Durch ein neues Meßverfahren gelingt es die Wellenlänge der Instabilität zu bestimmen. Hiermit sind wir in der Lage, den für die theoretische Beschreibung des Strahl-Plasma-Systems wichtigen beam-reduction-factor experimentell zu ermitteln.

Im homogenen Teil des Strahl-Plasma-Systems konnte hierdurch die Gültigkeit der linearen Theorie für einen grossen Strahlspannungsbereich gezeigt werden.

Der dämpfende Einfluß der Elektron-Neutralteilchen-Stoßfrequenz konnte durch den Vergleich der Instabilität in zwei Gasen unterschiedlicher Stoßwahrscheinlichkeit demonstriert werden.

Aus der jeweils zu beobachtenden Halbwertsbreite der Instabilität kann auf relative Temperaturveränderungen geschlossen werden. Hierdurch und durch die Plasmadichtebestimmungen konnte die Brauchbarkeit eines einfachen Diffusionsmodells erwiesen werden.

Mit ihm kann das vom Elektronenstrahl erzeugte Plasma rechnerisch erfaßt werden, wodurch sich neue Perspektiven bezüglich der Instabilitätsbeeinflussung ergeben.

I E I N L E I T U N G

Seit Tonks und Langmuir/1/ über Schwingungen in Heißkathoden-Entladungen berichteten, beschäftigten sich viele Arbeiten mit der Erforschung der damit verbundenen Phänomene, wie Ausbreitung der Schwingungen, Verstärkungsmechanismen, Auswirkungen auf die Plasmaelektronen, Energie- und Richtungsveränderungen der die Kathode verlassenden Elektronen.

Überblicke über Ergebnisse bisheriger Experimente und Theorien findet man bei Crawford und Kino/2/, Boyd et al./3/ sowie bei Briggs/4/.

Mit Hilfe eines Elektronenstrahlplasmas untersucht Renner/5/, ob derartige kollektive Wechselwirkungen auch in Niederdruckentladungen eine Rolle spielen. Er beobachtet in dem Strahl-Plasma-System (SPS) Schwingungen, die sich entlang des Strahls ausbreiten, aber auf Grund von Inhomogenitäten in ihrer Amplitude beschränkt bleiben. Die Wechselwirkung bleibt dabei so klein, daß keine Auswirkungen auf die Energieverteilung der Strahlenelektronen und Temperatur der Plasmaelektronen festzustellen sind.

Andere Autoren beobachteten jedoch, daß bei durchaus ähnlichen Versuchsbedingungen die Strahl-Plasma-Wechselwirkung (SPW) wesentlich stärker auftreten kann.

So zeigt z.B. H. Amemiya/6/, daß die Energieverteilung der Strahlelektronen durch die SPW ortsabhängig verbreitert wird. Die Stärke dieser Geschwindigkeitsstreuung hängt dabei im wesentlichen von den Instabilitätsparametern ab, die ihrerseits wieder durch die Energieverteilung der Primärelektronen und die Plasmaelektronentemperatur beeinflusst wird. Der von ihm verwendete Entladungstyp (Langmuir-Diode) ist allerdings für Messungen an der Instabilität nicht sehr geeignet, da hier Verstärkungen von über 100 dB/cm auftreten können, was eine Ortsauflösung wesentlich erschwert.

Ähnliche Messungen wurden auch schon von Wada und Knechtli /7/ in anderen Druckbereichen durchgeführt. Sie beobachten neben einer Energieverbreiterung auch eine Verlagerung des Schwerpunkts der Verteilungsfunktion in Richtung zu niederen Energien.

Wie Levitskii und Shashurin/8/ erklären sie dies damit, daß diese Energie zum Aufbau der Instabilität dient. Beschreiben läßt sich ein derartiges Verhalten durch die quasilineare Theorie von Shapiro/9/.

Andere Experimentatoren verwenden vormodulierte Elektronenstrahlen, um die SPW zu studieren. Bei diesen Untersuchungen stehen die Verstärkereigenschaften eines solchen Systems im Vordergrund. So untersuchen z.B. Boyd, Gould und Field/10/ die Instabilität in einer Hg-Bogenentladung, in die sie einen vormodulierten Elektronenstrahl einschießen und die Verstärkung in Abhängigkeit von der jeweiligen Stoßfrequenz der Elektronen mit den Neutralteilchen bestimmen. Die Wachstumsraten liegen dabei etwa bei 5 dB/cm.

Etwas höhere Werte (ca. 15 dB/cm) mißt Self/11/ in einem Plasma, das durch den Elektronenstrahl selbst erzeugt wird. Soweit uns bekannt, ist dies auch die einzige Arbeit, in der versucht wird, die Plasmadichten aus den Strahlparametern U_b , I_b mit Hilfe einer modifizierten Freifalltheorie von Dunn und Self/12/ zu berechnen und mit dem Experiment zu vergleichen.

Böhmer, Chang und Raether/13/ erforschten den Einfluß der Energieverteilung der Primärelektronen, sowie der Stoßfrequenz auf das Wachstum der Instabilität. Sie verwendeten dazu ein gepulstes Experiment mit Strahlenergien von 16keV, deren Verteilungsfunktion durch dünne Folien verändert werden konnte.

Der weitaus größte Teil der Experimentatoren untersucht allerdings die SPW in Systemen, die durch Magnetfelder geführt werden. Dies hat den Vorteil, daß hohe Plasmadichten und parallele Elektronenstrahlen leicht erzeugt werden können, das System also als eindimensional betrachtet werden kann. Allerdings ist die theoretische Behandlung hier etwas schwieriger, da neben der Instabilität auch noch die Mischprodukte mit den Zyklotronresonanzen auftreten.

Neben hohen Instabilitätsamplituden können in diesen Experimenten auch nichtlineare Effekte beobachtet werden. So berichten Gentle und Lohr/14/ über den sogenannten 'electron-trapping' Mechanismus bei dem die Strahlelektronen im Potential der Instabilität gefangen werden und dort oszillieren. Mit Hilfe dieses Modells gelingt es, die im Experiment zu beobachtende Sättigungsamplitude zu erklären.

Eine andere Möglichkeit, dieses nichtlineare Phänomen zu beschreiben zeigen Quon et al./15/ sowie Parker et al./16/ durch den parametrischen Zerfall der Instabilität in eine Elektronenwelle und eine Ionenakustische Welle, die in entgegengesetzten Richtungen laufen.

Eine weitere Nichtlinearität ist das Auftreten von Oberschwingungen, wie sie von Mori/17/ bis zu $n=3$ und von Mitsuno und Tanaka/18/ bis zu $n=5$ beobachtet werden. Letztere berichten auch von Energieveränderungen der Strahlelektronen, die sie, wie die Oberwellen, mit Hilfe des Trapping-Prozesses erklären können.

Somit stellt sich die Frage, ob auch in magnetfeldfreien, also zweidimensionalen Systemen, das Trapping auftritt und neben dem von Renner/5/ verwendeten Modell für die Sättigungsamplitude eine Rolle spielen kann. Denn wie Heider/29/ zeigt, genügen bereits kleine Änderungen der Systemparameter, um Veränderungen der Energieverteilung, die offensichtlich durch die Instabilität verursacht werden, hervorzurufen.

Auch finden wir in dieser Arbeit kleinere Plasmadichtegradienten als Renner, die nach seinem Modell zu längeren Wechselwirkungslängen führen müßten, die im Experiment jedoch nicht gefunden werden.

Der von ihm verwendete Dichtegradient stellt allerdings ohnehin nur eine grobe Näherung dar, da verstärkte Diffusionsverluste, die durch die SPW hervorgerufen werden können, sowie die sicherlich vorhandene Strahldivergenz nicht berücksichtigt werden.

In unserem Experiment ist es möglich, über zwei verschiedene Meßmethoden am Ende der Wechselwirkungsstrecke detaillierten Aufschluß über die Strahlstreuung und -divergenz zu erhalten. Mit Hilfe dieser Daten und der Hochfrequenzanalyse des SPS, die uns erlaubt, die Plasmadichte sehr genau zu bestimmen, sollten wir in der Lage sein, den Begrenzungsmechanismus der Instabilität in unserem System zu erklären.

Die lin. bzw. quasilin. Theorie der SPW wurde bisher nur in ganz engen Parameterbereichen überprüft, da auf Grund der experimentellen Gegebenheiten keine großen Variationsmöglichkeiten bei Druck und Spannung gegeben waren.

Für den homogenen Fall wollen wir deshalb über die Messung der Wachstumsraten sowie der Wellenlänge der Instabilität, für die noch ein geeignetes Meßverfahren gefunden werden mußte, Theorie und Experiment in einem weiten Bereich von U_b miteinander vergleichen.

Von großem Nutzen ist dabei die Kenntnis der Wellenlänge, da durch sie der beam-reduction-factor, durch den Geometrieeffekte in der Theorie berücksichtigt werden, direkt über das Experiment bestimmt werden kann.

Da die Elektron-Neutralteilchen-Stöße einen Dämpfungsmechanismus darstellen, wird durch sie die Resonanzkurve unseres SPS verbreitert. Dies wollen wir durch Auswertung der Halbwertsbreite der Instabilität quantitativ erfassen und mit Messungen der Elektronentemperatur, durch die die Stoßfrequenz bestimmt wird, vergleichen.

Um diesen Zusammenhang noch genauer erforschen zu können, wollen wir die Instabilität in zwei verschiedenen Gasen mit stark unterschiedlicher Stoßwahrscheinlichkeit verfolgen.

Will man die Instabilität theoretisch beschreiben, ist die Kenntnis der im System herrschenden Plasmadichten, die sich bei den vorgegebenen Strahlparametern einstellen, unerlässlich.

Bisher gelingt es nur Dunn und Self/12/ ein SPS mit Hilfe eines Freifallmodells in einem Druckbereich von 10^{-2} - 1 Pa statisch zu beschreiben. Mit Hilfe eines einfachen Diffusionsmodells nach Witt/19/ wollen wir nun versuchen, die statische Beschreibung unseres SPS auf den von uns verwendeten Druckbereich auszudehnen.

II ZUR LINEAREN THEORIE DES STRAHL-PLASMA-SYSTEMS

A) Dispersionsgleichung (DG)

Die DG beschreibt den Zusammenhang zwischen räumlicher und zeitlicher Struktur von möglichen Wellenvorgängen innerhalb eines Systems. Um zur DG für das SPS zu gelangen, geht man nach Crawford/20/ in drei Schritten vor:

- 1) Bestimmung der Bewegungsgleichungen für die Teilchen
- 2) Lösung dieser Gleichungen in den verschiedenen Bereichen des SPS
- 3) Anpassung dieser Lösungen mit den nötigen Randbedingungen.

Um nun den für uns wesentlichen Mechanismus der Zweistrom-instabilität leicht analysieren zu können, wollen wir zunächst die DG in ihrer einfachsten Form benutzen, wie sie von Gould et al./3/ und Crawford/20/ angegeben wird:

$$D(\omega, k) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_b^2}{(\omega - kv_b)^2} = 0 \quad (1)$$

Diese Gleichung wurde unter den Voraussetzungen gewonnen, daß das SPS homogen, unendlich ausgedehnt und magnetfeldfrei ist. Weiterhin betrachtet man es als eindimensional und vernachlässigt die Temperaturbewegung und die Stöße der Plasmaelektronen mit den Neutralteilchen.

Die physikalische Bedeutung der DG (1) wird ausführlich von Self/21/ diskutiert.

Untersucht man die Lösungen für reelles ω und komplexes k , so erhält man $k = k_r + k_i$:

$$k_{1/2} = \frac{\omega}{v_b} \pm \frac{\omega}{v_b} \sqrt{\frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_p^2}} \quad (2)$$

Soll k von der angegebenen Form sein, nur solche Lösungen führen zu einer Amplifikation im SPS, so muß $\omega < \omega_p$ sein. Für $\omega \rightarrow \omega_p$ erhält man eine unendliche Verstärkung einer zufälligen Störung. Dies deutet schon an, daß ein reales System nicht durch (1) beschrieben werden kann.

Allerdings erkennt man klar, daß die Störfrequenz ω kleiner oder gleich der Plasmafrequenz ω_p sein muß, soll die Instabilität auftreten.

In dem von uns verwendeten SPS tritt in axialer Richtung auf Grund des fehlenden Magnetfelds und der Strahlstreuung ein nicht mehr zu vernachlässigender Dichtegradient der Strahl- bzw. Plasmadichte (n_b, n_p) auf, was zur Folge hat, daß

$$\omega(z_1) > \omega(z_2) \quad \text{für} \quad z_1 < z_2 \quad (3)$$

ist und wir daher keine Zweistrominstabilität beobachten sollten.

Durch die nötigen Korrekturen, auf die wir gleich eingehen werden, wird jedoch die Resonanzkurve des SPS so verbreitert, daß sich die jeweils angeregten Frequenzbereiche überlappen und eine, wenn auch verminderte, Gesamtverstärkung erreicht wird.

B) Nötige Korrekturen zur DG

Um das Modell besser an das Experiment anzugleichen, ist es nötig, die folgenden Prozesse quantitativ in der DG zu berücksichtigen:

- a) Endliche Geometrie des SPS/10/11/18/
- b) Axiale Inhomogenität/5/
- c) Energieveränderungen der Strahlelektronen Δv_b /9/13/22/
- d) Temperatur der Plasmaelektronen T_e /20/23/24/
- e) Stoßprozesse v_c (Elektron-Neutralteilchen)/13/26/27/

Unter den Voraussetzungen $v/\omega_p \ll 1$ und $(\omega_b/\omega_p)^2 \ll 1$ führen die in a, c, d, e genannten Größen zu einer DG, wie sie von Self/28/ und Böhmer/13/ angegeben und diskutiert wird:

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu) - 3v_p^2 k^2} - \frac{\omega_b^2 G_m}{(\omega - kv_b + i\Delta v_b)^2} = 0 \quad (4)$$

In dieser Gleichung steht im Nenner des zweiten Terms die Korrektur für die Elektron-Neutralteilchen-Stoßfrequenz ν und die Temperaturbewegung v_p der Plasmaelektronen.

Im Nenner des dritten Terms wird die Geschwindigkeitsstreuung Δv der Strahlelektronen berücksichtigt; im Zähler steht der sog. Beam-Reduction-Faktor, der von der jeweiligen Geometrie des SPS abhängt.

Lösungen dieser Gleichung sind nur noch numerisch durch Iteration zu gewinnen, was die Prüfung dieser Theorie durch das Experiment recht mühsam macht. Allerdings lassen sich unter gewissen Voraussetzungen noch geschlossene Ausdrücke für k_r und k_i angeben, die mit den im Experiment zu messenden Größen, Wellenlänge λ und Wachstumsexponent k_i verglichen werden können.

1) Stoßbestimmter Fall

Ist die Stoßfrequenz ν klein gegen die Plasmafrequenz ω_p und können wir die Temperaturbewegung der Plasmaelektronen vernachlässigen, so läßt sich (4) ähnlich wie in /13/ lösen und wir erhalten:

$$\begin{aligned} k_r &= C \left\{ \frac{\omega}{v_b} \pm \frac{\omega_b}{v_b} \sqrt{\frac{A+B}{2A^2}} \pm \frac{\Delta v \omega_b}{v_b^2} \sqrt{\frac{A-B}{2A^2}} \right\} \\ k_i &= -C \left\{ -\frac{\Delta v \omega}{v_b^2} \pm \frac{\omega_b}{v_b} \sqrt{\frac{A-B}{2A^2}} \mp \frac{\Delta v \omega_b}{v_b^2} \sqrt{\frac{A+B}{2A^2}} \right\} \\ A &= \left[\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega_b^2 \nu}{\omega^3} \right)^2 \right]^{1/2}; \quad B = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}; \\ C &= \frac{1}{1 + (\Delta v / v_b)^2} \end{aligned} \tag{5}$$

Bei beginnender Instabilität ist sicherlich die Energiebreite des Elektronenstrahls sehr klein und wir können zunächst $\Delta v / v_b$ gleich Null setzen.

Da das maximale Wachstum der Instabilität in der Umgebung von ω_p zu erwarten ist, setzen Böhmer et al./13/ $(\omega/\omega_p) \approx 1+\epsilon$ und erhalten in niedrigster Ordnung für den maximalen Wachstumsexponenten:

$$k_{i0} = -\frac{3^{3/4}}{2^{3/2}} \frac{\omega_b}{v_b} \sqrt{\frac{\omega_p}{v}} \quad (6)$$

was auch mit den Ergebnissen von Self/11/28/ übereinstimmt. Für diesen Fall erhält man für die Frequenz und Wellenzahl der Instabilität:

$$\begin{aligned} \omega_o &= \omega_p \left\{ 1 - \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{v}{\omega_p} \right\} \\ k_{r0} &= \frac{\omega_p}{v_b} \left\{ 1 - \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{v}{\omega_p} + \frac{3^{1/4}}{2^{3/2}} \frac{\omega_b}{\omega_p} \sqrt{\frac{\omega_p}{v}} \right\} \end{aligned} \quad (7)$$

Da nach Voraussetzung $v \ll \omega_p$ ist, entspricht ω_o praktisch der Plasmafrequenz, wodurch wir ein sehr genaues Verfahren zur Ermittlung der Plasmadichte erhalten.

2) Energieveränderung der Strahlelektronen

Bei stärker werdender Instabilität entlang z kann nun der Fall eintreten, daß die Strahlelektronen durch das Potential der longitudinalen Schwingungen beeinflusst werden, was zu einer Verbreiterung der Energieverteilung und damit Δv führt. Der optimale Wachstumsexponent berechnet sich nach/13/ in diesem Fall zu:

$$k_{i0} = -\frac{1}{1 + (\Delta v/v)} \left\{ \frac{3^{3/4}}{2^{3/2}} \frac{\omega_b}{v_b} \sqrt{\frac{\omega_p}{v}} - \frac{\Delta v \omega_b}{v_b^2} \right\} \quad (8)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung läßt sich abschätzen, bei welcher Energieveränderung k_{i0} gleich Null wird und somit keine Amplifikation mehr auftritt:

$$\frac{\Delta v}{v_b} = \frac{3^{3/4} \omega_b}{2^{3/2} \omega_p} \sqrt{\frac{\omega_p}{v}} \quad (9)$$

Ein Ergebnis, das auch von Singhaus/22/ angegeben wird.

Setzen wir experimentelle Daten von Renner/5/, bzw. Heider/29/ ein ($U_b=1000$ V, $I_b=2$ mA, $p=1,79$ Pa H_2 , $\nu=8$ MHz), so erhalten wir:

$$\frac{\omega_b}{\omega_p} = 0,014 ; \quad \sqrt{\frac{\omega_p}{\nu}} = 22,7 \rightarrow \frac{\Delta \nu}{\nu_b} \approx 0,3$$

Da in /29/ maximale Energieveränderungen von ca. 10 V gemessen wurden, sieht man sofort, daß dieser Einfluß in unserem Experiment zu vernachlässigen ist.

3) Temperatur der Plasmaelektronen $T_e \neq 0$

Können wir den Einfluß der Stöße gegenüber dem der Temperaturbewegung vernachlässigen, so läßt sich auch hierfür nach einem in /30/ beschriebenen Verfahren k_{ro} und k_{io} berechnen. Durch den Vergleich der Imaginärteile im Nenner des zweiten Terms in Gl.(4) erhalten allerdings Böhmer et al./13/ eine Bedingung dafür, daß Stoßeffekte den Temperatureinfluß übertreffen:

$$\frac{\nu}{\omega_p} \gg \frac{3^{7/6}}{2^{1/3}} \left\{ \frac{\omega_b^2 \nu_p}{\omega_p^2 \nu_b^4} \right\}^{1/3} \quad (10)$$

Mit den gleichen experimentellen Daten wie in 2 erhalten wir für die linke Seite $3,1 \times 10^{-3}$ und für die rechte $3,2 \times 10^{-4}$. Allgemein läßt sich sagen, daß für hochenergetische Elektronenstrahlen mit niedrigen Dichten nahezu immer die Stöße den begrenzenden Faktor für den Wachstumsexponenten darstellen und wir somit den Temperatureinfluß in unserem Experiment vernachlässigen dürfen.

4) Halbwertsbreite der Instabilität

Da Stöße, wie im Falle einer Reibung oder eines Widerstandes, eine Dämpfung bewirken, führt dies zu einer Verbreiterung der Resonanzkurve.

Self/11/ berechnet für verschiedene Stoßfrequenzen das Resonanzverhalten eines gebundenen SPS (Abb.1)

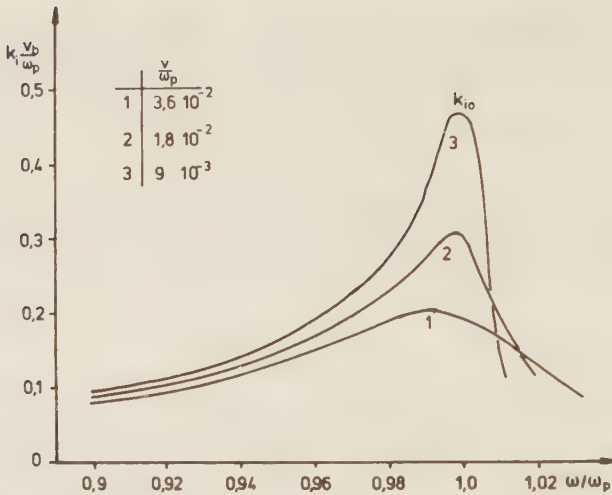


Abb.1: Wachstumsraten in Abhängigkeit von ω/ω_p mit v/ω_p als Parameter (nach Self/11/)

Wie man deutlich sieht, verringert sich k_i mit zunehmender Stoßfrequenz, wobei das Maximum in der Umgebung von ω_p immer schwächer ausgeprägt wird.

Suchen wir auf den Kurven jeweils die Punkte, für die gilt: $k_i = k_{i0}/2$, so können wir daraus die Halbwertsbreite der Instabilität ermitteln, indem wir die zugehörigen Frequenzen voneinander subtrahieren.

Mit Hilfe von (5) und (6) berechnet Sato/30/ diese Frequenzen und erhält unter der Voraussetzung, daß $\Delta\omega$ klein gegen ω_p ist:

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \omega_p - 2,05v \\ \omega_2 &= \omega_p + 0,5v \end{aligned} \quad > \quad \Delta\omega = 2,55v \quad (11)$$

Somit hängt die Halbwertsbreite in erster Linie von der Stoßfrequenz v ab, die wiederum durch die Elektronentemperatur T_e und die Stoßwahrscheinlichkeit P_c in dem jeweiligen Gas bestimmt wird.

5) Axiale Inhomogenität

Auf Grund der Strahlstreuung durch Stöße und einer nicht zu verhindernden leichten Strahldivergenz ist entlang der Ausbreitungsrichtung z des Strahls mit einem Dichtegradienten von n_p und n_b zu rechnen. Dies hat zur Folge, daß $\omega_{p,b}(z_1)$ größer als $\omega_{p,b}(z_2)$ ist.

Wie aus Abb. 1 ersichtlich, fällt k_i für $\omega > \omega_p$ sehr schnell ab. Ist daher der Dichtegradient zu stark, so wird die Instabilität nicht mehr auftreten.

Da die Spektren, die wir im Experiment beobachten, breiter sind als die nach (11) berechneten und auch Self/11/ eine wesentlich verbreiterte Resonanzkurve mißt, kommt es trotz eines Dichtegradienten zu einer Gesamtverstärkung, da sich die jeweils angeregten Frequenzbereiche überlappen.

Nach Renner/5/ läßt sich für diesen Fall ein effektives k_i definieren, das eine Beschreibung des Amplitudenverlaufs zuläßt.

$$k_{i\text{eff}} z = \int_0^z k_i(z) dz ; A_z = A_0 \exp(k_{i\text{eff}} z) \quad (12)$$

Mit Hilfe dieser Beziehung schätzt er auch die Grenzwechselwirkungslänge w ab, nach der die Sättigungsamplitude erreicht wird. Näherungsweise erhält er hierfür $w \approx 0,2/\kappa p$, wobei κ den Dichtegradienten in axialer Richtung beschreibt.

Unserer Meinung nach genügt es allerdings nicht, für κ den totalen Streuquerschnitt einzusetzen, wie es Renner tut, da hierbei etwaige Strahldivergenzen, bzw. verstärkte Diffusionsverluste, die auf Grund einer Erhöhung der Elektronentemperatur durch die Instabilität verursacht werden können, nicht berücksichtigt werden.

6) Endliche Geometrie

Da im Experiment das Plasma von Wänden gehalten wird und der Strahldurchmesser kleiner als der Plasmadurchmesser ist, müssen wir auch hierfür Rechnung tragen.

Während Renner noch diese Korrekturen pauschal mit einem Faktor 0,5 berücksichtigt, findet man bei Self/11/, Crawford/20/ und Boyd et al./10/ Korrekturverfahren, die die experimentellen Gegebenheiten besser berücksichtigen.

E.E. Abraham und F.W. Crawford/31/ geben für unsere Geometrie (Strahldurchmesser $a \ll$ Plasmadurchmesser R) den Beam-Reduction-Faktor wie folgt an:

$$G_m = \frac{1}{\sqrt{1 + (2,4\lambda/2\pi a)^2}}; \quad \omega'_b = G_m \omega_b \quad (13)$$

Die Größe der Reduzierung von ω_b hängt dabei vom Verhältnis Wellenlänge zu Strahlradius ab, was zeigt, daß hierdurch Randeffekte bei $r = a$ berücksichtigt werden.

C) Das Diffusionsmodell

Für die Berechnung der Plasmadichten in unserem SPS wollen wir ein einfaches Diffusionsmodell verwenden, da in unserem Druckbereich das von Dunn und Self/12/ angegebene Freifallmodell nicht mehr gilt ($p < 1$ Pa).

Wir gehen dabei von folgender Gleichung aus:

$$D_a \nabla^2 n + N = 0 \quad (14)$$

Hierbei bezeichnet N die Neuerzeugungsrate und D_a den ambipolaren Diffusionskoeffizienten.

Wir lösen diese Gleichung für Zylindergeometrie und nehmen dabei an, daß unser System axial unbegrenzt sei.

Es ergeben sich zwei Bereiche:

- a) Im Strahl $0 < r < a$ ist die Neuerzeugung konstant und proportional zum Strahlstrom I_b
- b) Außerhalb $a < r < R$ ist $N = 0$

Mit den Randbedingungen $\frac{dn}{dr}=0$ bei $r=0$, stetiges n und $\frac{dn}{dr}$ bei $r=a$, sowie $n=0$ bei $r=R$ ergibt sich als Lösung:

$$n(r) = \frac{\frac{p_{\text{eff}}}{4\pi e D_a p} I_b}{p^2} \left\{ 1 - \frac{r^2}{a^2} + 2 \ln \frac{R}{a} \right\} \quad \text{für } r < a$$

$$n(r) = \frac{\frac{p_{\text{eff}}}{4\pi e D_a p} I_b}{p^2} \ln \frac{R}{a} \quad \text{für } r > a$$
(15)

Da die mittlere freie Weglänge der Elektronen etwa 2 cm bei 1 Pa beträgt und unser Wechselwirkungsraum einen Radius von 15 cm hat, können wir dieses Modell sicher schon ab diesem Druck verwenden.

Nicht berücksichtigt ist hierbei allerdings die endliche Länge des Rezipienten, wobei die Begrenzungsflächen des Zylinders zusätzliche Senken für die Plasmadichte darstellen.

In Richtung $z \rightarrow 0$ (Kanone) wurde dieser Abfall in /29/ auch gemessen. Allerdings bei $z \rightarrow z_{\text{max}}$ (Endplatte) stellten wir einen Dichteanstieg fest, der durch die Sekundärelektronen, die vom Elektronenstrahl an der Metallfläche ausgelöst werden, verursacht wird. Wir beschränken uns daher bei unseren Messungen auf Gebiete, in denen derartige Randeffekte noch keine Rolle spielen (Abstand ca. 6 cm von der jeweiligen Begrenzungsfläche).

Um den axial inhomogenen Fall mit zu erfassen, wurde in /29/ das Modell hierauf erweitert. Als Korrektur ergibt sich lediglich ein Exponentialterm der Form $\exp(-s_{\text{eff}} p z)$, der vor den logarithmischen Term zu schreiben ist.

Der Vergleich Experiment - Modell ergab, daß bei schwacher Instabilität eine gute Übereinstimmung vorliegt, jedoch bei höheren Strahlströmen und damit verstärkter Instabilität das Modell scheinbar versagt. Dies wurde zum Gegenstand weiterer Untersuchungen, über die wir in IV 3 i berichten.

III EXPERIMENTELLE ANORDNUNG UND MESSVERFAHREN

I) Wechselwirkungsraum

Die Experimente wurden in einem V2A-Rohr von 30 cm Länge und einem Radius von 15 cm durchgeführt. In das Rohr sind zwei Fenster eingebaut, von denen aus der Strahl optisch verfolgt und die Fokussierung überprüft werden kann. Die Elektronenkanone ist in einem verschiebbaren V2A-Rohr ($\varnothing$ 6 cm) untergebracht. Das Anodenloch von 4 mm Durchmesser bildet dabei die Druckstufe zum Wechselwirkungsraum. Das ganze Strahlensystem ist elektrisch gegenüber Erde isoliert, um so bequem den Elektronenstrom, der die Kanone verläßt, messen zu können.

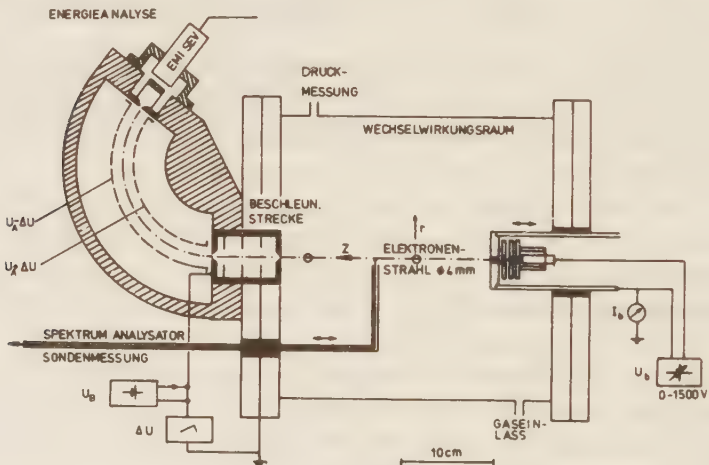


Abb. 2 Apparatur

Die in der Abb. 2 auf der Achse eingezeichneten Kreise markieren den Ort radialverschiebbarer Sonden zur HF- und Plas-madiagnostik.

Am Ende der Wechselwirkungsstrecke befindet sich das Eintritts-loch zur Beschleunigungsstrecke des Energieanalysators. Diese wird eigens mit einer Umwegleitung gepumpt, um den Druck dort so niedrig zu halten, daß Sekundärprozesse aus-zuschließen sind.

Alle drei Sondendurchführungen stehen mit dem Vakuumsystem des Energieanalysators in Verbindung, um so zu gewährleisten, daß bei Sondenbewegungen kein Fremdgas in den Wechselwirkungsraum gelangt. Im Laufe der Experimente hat sich gezeigt, daß auch die Kanonendurchführung an dieses System angeschlossen werden muß, da die heiße Kathode sehr empfindlich auf geringe Lufteinbrüche reagiert.

Verbleibt die Kanone in ihrer Führung, so ist nach längerem Pumpen ein Enddruck von 6×10^{-4} Pa. erreichbar, was eine Verbesserung um eineinhalb Größenordnungen gegenüber dem in /5/bzw. /29/ benutzten System bedeutet.

2. Die Elektronenkanone

Das noch in /29/ verwendete Pierce-System wurde nicht weiter verwendet. Der Grund hierfür liegt an den im Experiment recht unterschiedlichen Raumladungsbedingungen, denen das System ausgesetzt ist. Hierdurch wird die optimale Strahlfokussierung nur bei einem ganz bestimmten, vom Druck und der Beschleunigungsspannung abhängigen Strahlstrom erreicht, was den nutzbaren Parameterbereich empfindlich einengt.

Wir verwenden daher wieder ein linsenfokussiertes System mit Kathode, Wehneltzylinder, Anode 1, Linsenelektrode, Anode 2. Da wir hohe Strahlströme erreichen wollen, wurde bei der Konstruktion auf einen besonders kleinen Abstand zwischen Kathode und Anode 1 Wert gelegt, um so hohe Absaugfeldstärken erzielen zu können.

Als Kathodenmaterial verwendeten wir nicht mehr das gegen Luft sehr unempfindliche Lanthanhexaborid, da die Haftungsprobleme auf dem Trägermaterial Tantal nicht befriedigend gelöst werden konnten.

Auf Grund der verbesserten Dichtigkeit der Anlage lag es nahe, wieder Oxidkathoden zu verwenden, die darüber hinaus auch den Vorteil einer geringeren Betriebstemperatur besitzen.

Auf das Trägermaterial (Abmessungen wie in /29/, Material jedoch Nickel) tropften wir eine kommerzielle Kathodenmasse der Firma Siemens (80-z-p-4) auf. Diese besteht aus feingemahlenem Tripelcarbonat mit einem Binder, der für gute Haftung sorgt. Die Lebensdauer derartiger Kathoden betrug durchschnittlich 30 Stunden. Danach war die Kathodenmitte durch den Ionenaufprall zerstört und die Strahlgeometrie nicht mehr gut (Hohlstrahl).

Wesentlich längere Lebensdauern (ca. 100-150 Stunden) konnten durch Beimengung von etwa 50 % Nickelpulver erreicht werden.

Die Kathoden sind nach erfolgter Formierung, allerdings nur im kalten Zustand, gegen Belüften mit trockener Luft unempfindlich. Wir verwenden daher hierzu Stickstoff, wodurch die Anlage frei von Wasserdampf bleibt, der die Kathode schädigen und überdies zu längeren Abpumpzeiten führen würde.

Da die Betriebstemperatur der Kathode bei ca. 1000°C liegt, können wir auf die Elektronenstoßheizung wie sie in /29/ noch verwendet wurde, verzichten. Als Heizer kommt ein eigens für diesen Zweck im Handel käuflicher Heizdraht zum Einsatz, der sich besser winden läßt, als die früher verwendeten Wolframdrähte.

Auf den fertig, bifilar gewickelten Heizer wird zu Isolationszwecken eine Al_2O_3 -Schicht aufgebracht. Dies ist nötig, da die Kathode negativ hoch liegt. Die Konstantstromquelle, mit der der Heizkreis versorgt wird, ist allerdings so ausgelegt, daß sie bei einem etwaigen Kurzschluß zwischen Kathode und Heizer keinen Schaden erleidet. Bestückt ist diese Quelle mit einem Operationsverstärker $\mu\text{A}723$ sowie einem Leistungstransistor 2N3055 in der im Applikationsbericht angegebenen Schaltung.

Zur Beschleunigung der Elektronen verwenden wir ein hochstabilisiertes Netzgerät, das erdfrei betrieben wird. Auf diese Weise können wir durch einfaches Messen des von der Erde zur Spannungsquelle fließenden Stromes den für unsere Berechnungen wichtigen Strahlstrom I_b bestimmen.

Die zum Betrieb der Kanone ebenfalls nötigen Spannungen für den Wehneltzylinder, Anode 1 und Linse, entnehmen wir über geeignete Spannungsteilung ebenfalls obigem Netzgerät.

Der aus der Kanone austretende Elektronenstrahl wird im Erdmagnetfeld gekrümmt und läuft daher nicht entlang der Achse. Der Krümmungsradius beträgt dabei /32/:

$$r = \frac{m_e v_e}{e B} = 3,37 \cdot 10^{-5} \frac{\sqrt{U_b}}{B} \quad \begin{matrix} [V] \\ [Vs m^{-2}] \end{matrix}$$

Da die Vertikalintensität bei uns etwa $4,26 \times 10^{-5} \text{Vs m}^{-2}$ beträgt, erhalten wir für 500 eV Elektronen einen Krümmungsradius von 1,77 m. Näherungsweise berechnet sich hieraus die Strahlabweichung zu:

$$s = \frac{l^2}{2r-s} \approx \frac{l^2}{2r} \quad \frac{[m^2]}{[m]}$$

Somit beträgt die Ablenkung bei $U_b=500 \text{ V}$ und $l=z=30 \text{ cm}$ bereits 2,5 cm, bei $U_b=1000 \text{ V}$ immerhin noch 1,8 cm.

Aus diesem Grund und zur Korrektur von leichten Kanonengeometriefehlern dehnten wir die Magnetfeldkompensation auf die gesamte Anlage aus. Allerdings genügt hierzu im Gegensatz zum Energieanalysator ein statisches Kompensationsfeld. Dieses erzeugen wir mit Hilfe von vier Spulen durch die wir konstante Ströme schicken.

3. Der Energieanalysator

Zur Energieanalyse der Strahlelektronen verwenden wir einen elektrostatischen 127° Analysator /5/. Die zylindrischen Kondensatorplatten bestehen aus V2A-Netzen hoher Transmission, um Elektronen abweichender Energie aus dem Kondensator zu lassen.

Umgeben ist der Energieanalysator, der aus nicht magnetischen Materialien hergestellt ist, von einem dynamisch geregelten Kompensationsfeld, um Störungen durch magnetische Brummfelder zu verhindern.

Mit Hilfe der Beschleunigungsstrecke kann erreicht werden, daß der Analysator immer mit maximaler Auflösung arbeitet. Dazu ist es nötig, die Elektronen auf eine Geschwindigkeit von 300-500 eV zu bringen, was durch U_b geschieht. Die Spektren werden mit ΔU durchfahren. Den hierzu nötigen Sägezahn entnehmen wir dem Oszillographen, mit dem die Spektren dargestellt werden. Eine weitere Schaltung ermöglicht es mit Hilfe eines Integrators die Energieverteilung auch mit Schreibergeschwindigkeit zu registrieren.

Das Nachweissystem besteht aus einem offenen Multiplier der Fa. EMI mit 15 Stufen. Da der Registrierkreis aus apparativen Gründen bisher noch nicht erdfrei betrieben werden konnte, darf die Spannung an der Multiplierkathode nicht größer als ca. $0,9 \times U_b$ sein, da sonst die Strahlelektronen nicht mehr zum Nachweis gelangen. Bei U_b von 1000 V ergibt sich noch eine Verstärkung von ca. 2,5; unterhalb von 750 V benutzen wir die erste Dynode als Auffänger, da ab dieser Spannung keine Verstärkung mehr zu erzielen ist.

Das Auflösungsvermögen der Anordnung wurde experimentell bestimmt.

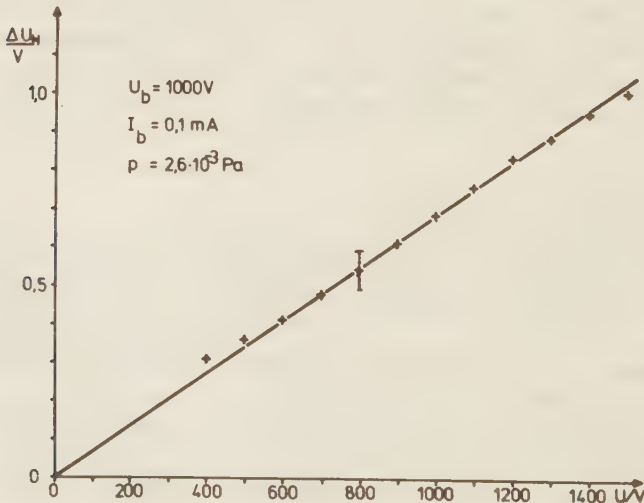


Abb. 3 Bestimmung des Auflösungsvermögens

Dazu ließen wir mit Hilfe der Beschleunigungsstrecke die Elektronen mit unterschiedlicher Geschwindigkeit durch den Analysator laufen und registrierten die jeweilige Halbwertsbreite der Spektren. In Abb. 3 ist diese gegen die Durchlaufspannung aufgetragen, wobei sich eine O-Punktgerade ergibt, deren reziproke Steigung ein Maß für das Auflösungsvermögen ist. In unserem Fall beträgt $E/\Delta E = 1600$. Dies ist ein deutlich besserer Wert als ihn Renner angibt, allerdings wurde der Analysator von uns neu justiert und der Austrittsspalt verkleinert ($ASp: 50\mu m$, $ESp: 50\mu m$).

Durch Umpolung kann der Analysator auch zum Nachweis von Ionen benutzt werden. Diese effundieren aus dem Plasma durch die Blende in die Nachbeschleunigungsstrecke. Dort werden sie mit Hilfe von U_B beschleunigt und gelangen in die Energieanalyse.

Da die Ionen sicher nur thermische Energie besitzen, kann auch so auf die apparative Halbwertsbreite geschlossen werden. Sie beträgt unabhängig von den Strahlparametern zwischen 0,4 und 0,6 eV, ein durchaus mit den Elektronenmessungen vergleichbarer Wert.

4. Messungen mit der Beschleunigungsstrecke

Neben dem Vorteil, den Analysator mit maximaler Auflösung betreiben zu können, bietet die Beschleunigungsstrecke auch noch die Möglichkeit die Stromdichte des Elektronenstrahls am Ende der Wechselwirkungsstrecke zu messen.

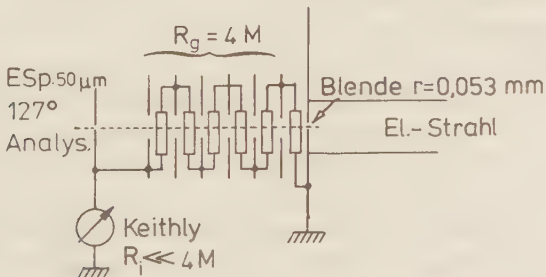


Abb. 4 Aufbau der Beschleunigungsstrecke

Wie aus Abb. 4 ersichtlich, benötigen wir hierzu lediglich ein Strommeßinstrument, dessen Innenwiderstand klein gegenüber dem der Beschleunigungsstrecke ist.

Mit Hilfe des Radius der Eintrittsblende, der mit einem AbbeKomparator zu $0,053 \pm 0,002$ mm bestimmt wurde, können wir somit aus dem gemessenen Strom die jeweilige Stromdichte und daraus w_b berechnen.

Da, wie in /5/ und /29/ gezeigt, der Strahlstrom I_b einem Exponentialgesetz gehorcht, können wir schreiben:

$$I_b(z) = I_0 \exp(-Qpz) \quad (16)$$

I_0 ist dabei der Strom der die Kanone verläßt und den wir einfach messen können. Mit (16) und dem bei z mit der Beschleunigungsstrecke gemessenen Strom läßt sich der Strahlradius ermitteln, da p , z und der totale Streuquerschnitt Q bekannt sind.

$$r_z = r_{\text{Blende}} \sqrt{\frac{I_0 \exp(-Qpz)}{I_{\text{Keithly}}}} \quad (17)$$

Durch Verschieben der Kanone können wir $r_{z1} \dots r_{zn}$ bestimmen und daraus über eine lin. Regression den Divergenzwinkel sowie den Anfangsradius des Elektronenstrahls berechnen.

5) Die HF-Analyse

a) Aufzeichnung der Spektren

Hierzu verwenden wir einen Spektrum-Analysator (HP 8555A). Dieser besitzt einen 50-Ohm Eingang, der über einen Eingangsabschwächer (0-40 dB) direkt zur Mischerdiode führt, was zur Folge hat, daß das Signal des internen Oszillators auch am Eingang steht. Um zu verhindern, daß es in das Plasma gelangt und um die Empfindlichkeit zu erhöhen, schalten wir einen Breitbandverstärker zwischen Sonde und Spektrumanalysator. Somit verfügen wir über eine Eingangsempfindlichkeit von ca. $0,6 \mu V$ bei einer Bandbreite von 300 kHz und einem

Frequenzbereich von 10 MHz bis 1,5 GHz. Mit Hilfe von Video- und Sägezahn Ausgang ist es möglich, die Spektren mit einem Schreiber aufzuzeichnen.

Vom Vorverstärker führt eine Koaxialleitung zur Sonde. Am Ende dieser Leitung wurde bisher ohne Abschlüsse gearbeitet/5/29/, was eine Vielzahl von Reflexionen zur Folge hatte. Dies wirkt sich negativ auf die Ermittlung der Amplituden und die Bestimmung der Halbwertsbreiten der Spektren aus. Es wurde daher nötig, Versuche zur Lösung des Anpassungsproblems zu unternehmen.

b) Sondenanpassung

Hierzu verwendeten wir den in Abb. 5 dargestellten Sondaufbau, der es auch während eines Experiments erlaubt, die Anpassung und den Abschluß zu verändern. Dies geschieht durch einfaches Auswechseln des Koaxialkabels, an dem der Anschluß angelötet ist.

Reflexionsfrei wird ein offenes Kabelende, wenn es mit dem Wellenwiderstand abgeschlossen wird. Da jedoch das Plasma eine von 50 Ohm verschiedene Impedanz besitzt, ist es auch nötig, den Wellenwiderstand zu transformieren, was mit Hilfe eines Spannungsteilers geschieht.

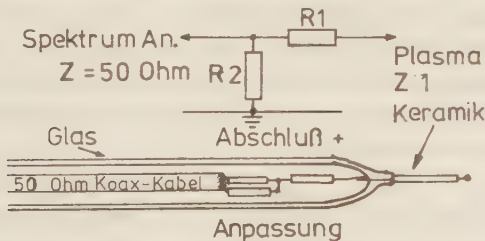


Abb. 5 Hochfrequenzsonde mit Anpassungsglied

Da Z_1 unbekannt ist, berechneten wir nach bekannten Formeln aus der Elektrotechnik für verschiedene Wellenwiderstände Z_1 , die zugehörigen R_1 und R_2 . Weil industriell nur wenige Widerstandswerte in den nötigen Abmessungen gefertigt werden, beschränken wir uns auf bestimmte Anpassungsglieder, deren minimale Dämpfung gleichzeitig berechnet wurde.

Z_1	R_1	R_2	min.Dämpfung	
350	324,0	54,0	Ohm	14,1 dB
300	273,8	54,7	Ohm	13,5 dB
225	198,4	56,7	Ohm	12,0 dB
150	125,5	61,2	Ohm	9,9 dB
100	70,7	70,7	Ohm	7,6 dB

Kleine Fehlanpassungen auf Grund abweichender Widerstandswerte wurden in Kauf genommen. Mit Hilfe von Wobbeltechniken konnte die Restwelligkeit der jeweiligen Leitungen untersucht werden. Das noch tolerierte Maß betrug dabei ca. 3 dB. Abschlüsse aus Subminiaturwiderständen schnitten am besten ab.

Mit den oben angegebenen Abschlüssen zeigte sich, daß die Generatorspannung bei Vergrößerung von Z_1 ansteigt. Am Analysator wird dabei allerdings keine höhere Amplitude gemessen, da die Anpassungsdämpfung doch recht beträchtlich wird.

Reflexionsfreie Spektren wurden mit Anpassungen auf 200-350 Ohm erzielt. Durch Rückrechnung auf die jeweilige Generatorspannung über die min. Dämpfung und den bekannten Abschlußwiderstand auf der Plasmaseite, konnte über die verschiedenen Anpassungen die Plasmaimpedanz grob zu ca. 300 Ohm ermittelt werden. Die Meßfehler bei diesem Verfahren sind auf Grund der unvermeidlichen Streuimpedanzen beträchtlich und liegen bei 30%.

Bei der Ankopplung an das Plasma spielt auch die Form der Sonde eine gewisse Rolle. Kugelsonden liefern etwas kleinere Signale als in Strahlrichtung orientierte Zylindersonden. Dreht man die Zylindersonde senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Schwingungen, so beobachtet man auch dabei einen Amplitudenrückgang. Die durch diese Geometrie-effekte verursachten Spannungsunterschiede betragen allerdings nur etwa 5-10%, so daß hieraus keine eindeutigen Schlüsse zu ziehen sind.

Die HF-Sonde wird im Allgemeinen ohne Vorspannung betrieben. Durch Anlegen und Variation einer solchen, sollte geklärt werden, wie die Sondenschicht die Signalübertragung beeinflusst.

Im Ionengebiet der Sonde sinkt die Amplitude geringfügig, wogegen im Elektronenstromgebiet ein leichter Anstieg der Signalspannung verzeichnet werden kann.

Bei diesen Untersuchungen wurde entdeckt, daß bei Steigerung des Elektronenstroms zur Sonde auf ca. 1-2 mA in Wasserstoff eine modifizierte Zweistrominstabilität auftritt, die starke und schmalbandige Signale liefert (siehe Anhang).

Die bisher gemachten Untersuchungen stellen allerdings nur einen Ansatzpunkt zur Lösung des Kopplungsmechanismus Plasma-Sonde dar. Da es für unsere Zwecke genügt, reflexionsarme Relativmessungen zu machen, wurde dieses Problem nicht weiter verfolgt.

3. Wellenlängenbestimmung

Die bei anderen Autoren gemachten Phasenmessungen an der Instabilität/11/15/17/ sind bei unserem Experiment nicht möglich, da wir den Strahl nicht vormodulieren, also keine externe Referenz besitzen. Zudem beobachten wir nur breitbandige Rauschspektren und nicht eine sinusförmige Welle mit scharf definierter Frequenz. Aus diesen Gründen schien es bisher nicht möglich, die Wellenlänge der Instabilität zu ermitteln.

Wie jedoch aus der Optik bekannt ist, hängt die Kohärenzlänge L von der spektralen Linienbreite $\Delta \nu$ ab und berechnet sich zu:

$$L \cdot \Delta \nu \approx c$$

Da Self/11/ und Boyd et al./13/ mit ihren Messungen zeigen, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle nahe bei der Strahlgeschwindigkeit liegt, können wir abschätzen, ob auch in unserem System Interferenzmessungen mit den breiten Spektren möglich sind. Für $U_b = 1000$ V und einer Halbwertsbreite von 50 MHz erhalten wir eine Kohärenzlänge von ca. 30 cm, was etwa den Linearabmessungen unserer Anlage entspricht. Wir sollten demnach mit der in Abb. 6 angegebenen Meßanordnung die Wellenlänge der Instabilität bestimmen können.

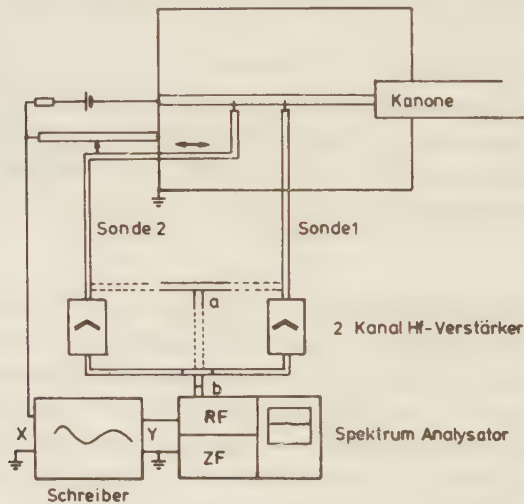


Abb. 6 Hochfrequenzinterferometer zur Wellenlängenbestimmung

Die Vorversuche wurden ohne Vorverstärker durchgeführt (gestrichelt). Die Signale der beiden Sonden wurden am Eingang des Spektrumanalysators über ein BNC-T-Stück zusammengeschaltet und der Analysator auf eine feste Meßfrequenz F_m eingestellt. Ermittelt wurde diese durch den Vergleich von F_1 und F_2 an Sonde 2 bei großem Abstand ($F_2 < F_m < F_1$).

Um nun sicher zu gehen, daß bei diesen Messungen keine Rückkopplungseffekte auftreten, wurden zwei Vorverstärker in die Sondenzuleitungen geschaltet. Da hierbei keine meßbaren Unterschiede auftraten, dürfen wir annehmen, daß bereits die Sonden selbst genügend hohe Dämpfungen besitzen, die eine Rückwirkung verhindern.

6) Messung der Elektronentemperaturen

Zunächst wurde versucht die Elektronentemperaturen nach dem üblichen Verfahren aus Langmuirsondencharakteristiken zu bestimmen. Dieses läßt sich allerdings in unserem System nur in Wasserstoff und außerhalb des Elektronenstrahls anwenden. Im Strahlbereich werden die Kennlinien durch die Sekundärelektronenauslösung derart verfälscht, daß das Auswertungsverfahren versagt/29/.

Auch in Helium wurden derartige Messungen versucht. Es zeigte sich allerdings, daß die erhaltenen Kennlinien durchwegs Verrundungen aufweisen, die eine Auswertung nach T_e auch außerhalb des Strahls nahezu unmöglich machen. Hieran änderten auch verschiedene Oberflächenbehandlungen wie Elektronen- bzw. Ionenbeschuß nichts.

Um trotzdem verlässliche Elektronentemperaturen zu erhalten, verwendeten wir das sog. Druyvesteynverfahren. Bei diesem wird der Sondenspannung eine kleine Wechselspannung überlagert und über eine geeignete Elektronik so die zweite Ableitung des Sondenstroms gebildet. Hierdurch fallen konstante und stromproportionale Störgrößen aus der Messung (Sekundärelektronen und Oberflächeneffekte). Die Temperatur entnehmen wir der Steigung des logarithmierten I'' , das als Funktion der Sondenspannung aufgezeichnet wurde.

Die Funktionsweise einer derartigen Meßeinrichtung wird bei Berger/33/ beschrieben. Unsere Messungen führten wir mit seiner Hilfe und einer von ihm wesentlich gegenüber /33/ verbesserten Elektronik durch, wofür ich mich an dieser Stelle recht herzlich bedanken möchte.

IV ERGEBNISSE

1. Untersuchungen am Strahlssystem im Hochvakuum

a) Kathodenwiderstände

Da nach der quasilinearen Theorie von Shapiro/9/ durch die Instabilität die Energieverteilung der Strahlelektronen verändert wird (Plateauverteilung mit Schwerpunktsverlagerung zu niedrigen Energien) muß zunächst geprüft werden, ob derartige Verschiebungen der Verteilungsfunktion nicht durch Schichtwiderstände in der Kathode vorge-täuscht werden können.

Die Versuche hierzu führten wir im Hochvakuum mit Hilfe des Energieanalysators durch. Wir zeichneten dazu bei fester Strahlspannung U_b die Energiespektren zu verschiedenen Strahlströmen I_b auf und berechneten aus der Peakverschiebung ΔU sowie ΔI_b den jeweiligen Schichtwiderstand der verwendeten Kathode.

Es zeigte sich, daß reine Oxidkathoden einen Schichtwiderstand von ca. 200-400 Ohm aufweisen, was zu einer Spek-trenverschiebung von ca. 0,3V/mA führt.

Wesentlich kleinere Widerstände lassen sich mit Ni-Matrix-Kathoden erzielen, bei denen eine Verschiebung der Energieverteilung innerhalb der Meßgenauigkeit nicht mehr fest-zustellen ist; d.h. der Widerstand ist sicher kleiner als 50 Ohm. Diese Meßgrenze wird durch nicht auskompensierte Magnetfeldschwankungen bestimmt.

b) Die Energieverteilung der Strahlelektronen im HV

Nachdem durch die Instabilität Energieveränderungen verur-sacht werden /29/, untersuchten wir speziell die Halbwerts-breiten der Energieverteilung der Strahlelektronen im Hochvakuum, um so Vergleichswerte für die eigentlichen Experimente zu erhalten.

Der aus der Kathodentemperatur zu erwartende Wert für die Halbwertsbreite liegt bei 0,11 eV. Da das Auflösungsvermö-gen der Anordnung ca. 1600 beträgt, sollten wir bei Durch-

laufenergien um 500 eV durch den Analysator noch 0,3 eV auflösen können, was bedeutet, daß wir eine von den Kanonenparametern unabhängige Halbwertsbreite beobachten sollten.

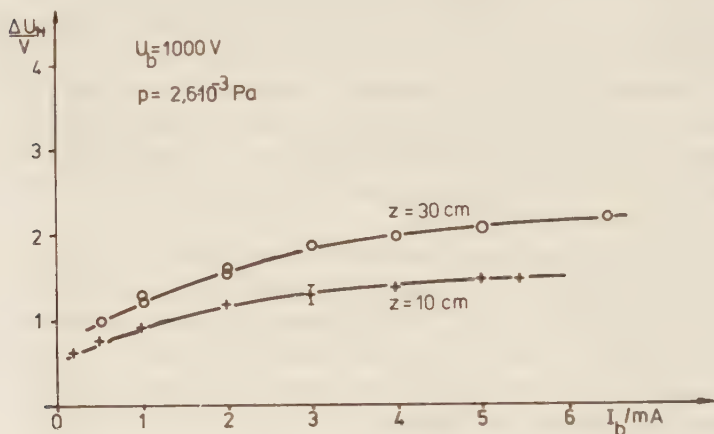


Abb. 7 Energiehalbwertsbreite als Funktion des Strahlstroms I_b

Wie die in Abb. 7 dargestellten Ergebnisse zeigen, ist die Halbwertsbreite eine Funktion des Strahlstroms und hängt auch in geringem Maß von der Strahllänge ab.

Auch bei kleinen Strömen liegt dabei die Halbwertsbreite deutlich über dem erwarteten Wert von 0,3 eV. Diese anomale Verbreiterung der Voltgeschwindigkeitsverteilung wird auch von Boersch/34/ und Veith/35/ beobachtet und durch longitudinale Raumladungsschwingungen im Laufweg des Elektronenstrahls erklärt, welche durch Schwingungsvorgänge (Schrot-Effekt) ausgelöst werden.

Diese Schwingungen konnten allerdings mit der HF-Sonde und dem Spektrumanalysator nicht beobachtet werden. Ein Grund hierfür ist möglicherweise die starke Aufladung der Sonde im Strahlbereich, die zu Ablenkungen der Strahlelektronen führte.

c) Fokussierung und Strahlhomogenität

Um Aussagen über die Strahlgeometrie im Wechselwirkungsraum zu erhalten, bestimmten wir zunächst die Strahldivergenz im Hochvakuum.

Da wir hier die Streuung der Elektronen auf Grund der Stöße mit den Neutralteilchen vernachlässigen dürfen, können wir den Divergenzwinkel nach dem in III 4 beschriebenen Verfahren ohne den Exponentialterm in (17) berechnen.

Die charakteristische Länge L , die angibt, nach welcher Strecke sich der Elektronenstrahl von r_0 auf $2r_0$ verbreitert hat, hängt nach Septier/36/ von der jeweiligen Raumladungskonstanten ab. Im Hochvakuum erreichten wir folgende Werte, die recht gut mit den bei Septier gefundenen übereinstimmen:

U_b (1mA)	500	750	1000 V
L/r	52	60	80

In Plasmen, wo die Raumladung des Strahls durch die Ionen kompensiert wird, können wir bessere L/r Werte erzielen. Die Strahlhomogenität prüften wir durch Variation des Kompensationsmagnetfelds, wodurch der Strahl über die Eintrittsblende der Beschleunigungsstrecke geführt wird.

2. Der Elektronenstrahl in Helium und Wasserstoff

Beim Durchgang von Elektronen durch verdünnte Gase werden diese gestreut, was zu einer Schwächung des Elektronenstrahls führt. Der dadurch entstehende Dichtegradient ist für unsere Betrachtung von großer Wichtigkeit, da die Instabilität durch ihn stark beeinflusst wird. Mit der verwendeten Anordnung können wir sowohl Streuungen im Orts- als auch im Geschwindigkeitsraum quantitativ erfassen. Beobachtet wird dabei jeweils in Vorwärtsrichtung, wobei die Winkelakzeptanz des Analysators ca. $0,1^\circ$ beträgt.

Bei Messungen, die mit der Beschleunigungsstrecke durchgeführt werden, beträgt der Öffnungswinkel etwa 3° .

2 a) Die Streuquerschnitte für Helium und Wasserstoff

Für diese Messungen wählten wir die Druckvariation, da hierbei die Stellung der Elektronenkanone nicht verändert werden muß. Fehler, die durch die Strahldivergenz verursacht werden, können wir somit ausschließen.

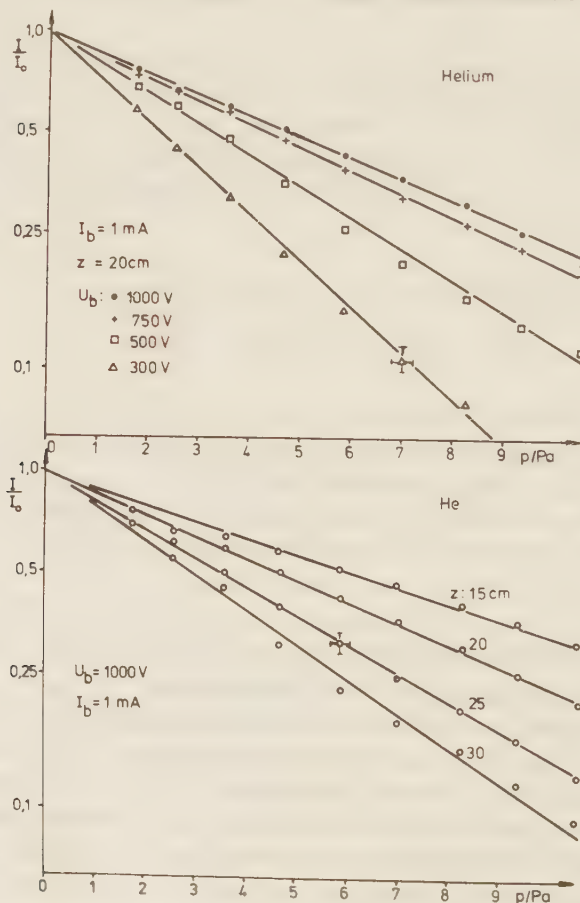


Abb. 8 Bestimmung der Streukoeffizienten in Helium:
Oben ist der Parameter die Strahlspannung, unten
die Wechselwirkungslänge

Um Einflüsse der Instabilität zu vermeiden, experimentierten wir mit kleinen Strahlströmen.

Aus den jeweils am Ende der Wechselwirkungsstrecke bestimmten Strömen ermittelten wir mit Hilfe einer Exponentialkurvenanpassung die Streuquerschnitte; den dabei erhaltenen Achsenabschnitt verwendeten wir als Normierungsfaktor I_0 in Abb. 8.

Für Helium beobachteten wir folgende totale Streuquerschnitte:

U_b	1000	750	500	300 V
σ	$3,1 \pm .2$	$3,2 \pm .2$	$4,2 \pm .3$	$5,4 \pm .4 \times 10^{-21} \text{ m}^2$

Ein Vergleich mit anderen Autoren ist in dem von uns gemessenen Energiebereich nicht möglich, da in der Literatur verlässliche Werte nur bis zu Elektronenenergien von 200 eV gefunden wurden.

Allerdings können wir die Brauchbarkeit unserer Anordnung überprüfen, da in P. Laborie/38/ Querschnitte für Wasserstoff in dem uns interessierenden Parameterbereich zusammengestellt sind:

U_b	1000	750	500	V
$\sigma_{\text{exp.}}$	$4,7 \pm .3$	$5,1 \pm .35$	$6,4 \pm .4$	$\times 10^{-21} \text{ m}^2$
$\sigma_{\text{Lit.}}$	4,5	5,2	6,5	

Obwohl die Literaturwerte nach der Ramsauer-Methode ermittelt wurden, die zweifellos für derartige Messungen besser geeignet ist als unser Experiment, finden wir eine erstaunlich gute Übereinstimmung.

2 b) Die Strahldivergenz

Setzt man einen parallelen Elektronenstrahl voraus, so müßten sich auch bei Variation der Wechselwirkungslänge die in 2 a) angegebenen Querschnitte ergeben. Tatsächlich findet man jedoch höhere Werte, was auf eine Strahldivergenz hinweist.

Um nun eine Vorstellung über die Auswirkung dieser Strahlaufweitung auf den Stromverlauf in der Achse zu erhalten, berechneten wir zu verschiedenen Anfangsradien r_0 und Winkeln den jeweiligen Strom am Ort z .

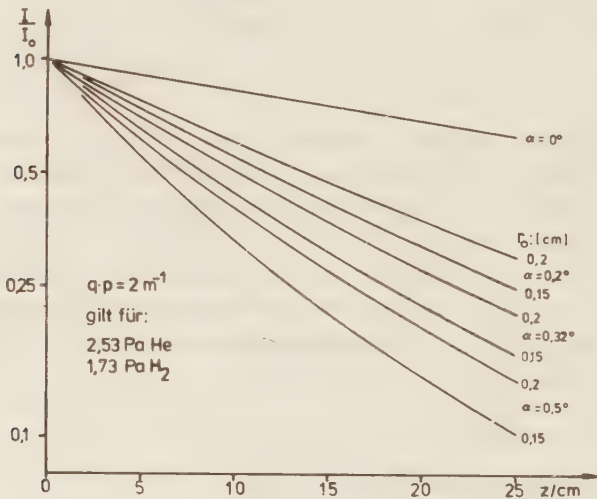


Abb. 9 Berechnete Stromverläufe in axialer Richtung

Den Rechnungen legten wir ein Q_p von 2 m^{-1} zugrunde, was für 2,53 Pa Helium und 1,73 Pa Wasserstoff gültig ist. Dieser Druckunterschied wurde gewählt, damit bei gleichen Strahlparametern annähernd gleiche Plasmadichten erzeugt werden, was für den Vergleich der Instabilität in beiden Gasen von Bedeutung ist.

Wie Abb. 10 zeigt, hängt der Stromverlauf auch wesentlich vom Fokussierungszustand des Strahls ab.

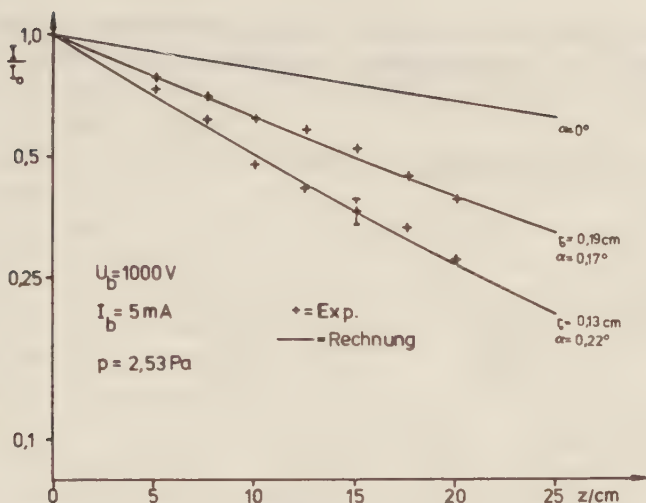


Abb. 10 Stromverlauf in Helium bei verschiedener Fokussierung

Für die verschiedenen Beschleunigungsspannungen wurden folgende mittlere Divergenzwinkel bestimmt (I_b 1-2 mA):

U_b	300	500	750	1000 V
α	1	0,6	0,3	0,2 Grad

Der Anfangsradius r_0 betrug dabei im Mittel 0,18 cm, war also etwas kleiner als der geometrische Radius der Anodenöffnung.

Der zu beobachtende Anstieg der Strahldivergenz zu niedrigen Beschleunigungsspannungen wird mit durch die Instabilität verursacht und sollte noch näher untersucht werden.

Bei höheren Strahlströmen tritt eine so starke Streuung auf, daß ab einer kritischen Länge z_k der Strahl nicht mehr optisch zu beobachten ist. Unmittelbar vor z_k liegt ein Bereich, in dem der Strahl fokussiert wird (Meniskus).

Ein derartiges Verhalten wird auch von Self/11/und Gabowich/38/ in ihren Experimenten gefunden.

2 c) Die Energiespektren



Abb. 11 Energiespektren im Helium mit I_d als Parameter

Da wir in Vorwärtsrichtung beobachten, erfassen wir nur solche Strahlelektronen, die ohne Wechselwirkung den Gasraum passiert, bzw. bei einem Stoß keine Richtungsveränderung erfahren haben.

In Abb. 11 sind Spektren dargestellt, wie sie in Helium erhalten werden.

Betrachten wir zunächst den Strahlstrom $I_b = 0,5$ mA, bei dem die Halbwertsbreite ca. 0,7 eV beträgt. Neben dem Primärpeak bei 1000 V, in dem alle Elektronen auftreten, die ohne Störung den Wechselwirkungsraum durchlaufen haben, finden wir zwei weitere Peaks.

Bei 979 V erscheinen Elektronen die 21 eV verloren haben, was der Anregung 2^1P entspricht. Auch das nächste Niveau 3^1P wird noch aufgelöst (977 V). Die weiteren Anregungsstufen sind nicht mehr darstellbar, da deren Abstände in die Größenordnung der Primärhalbwertsbreite fallen. Unsere Ergebnisse entsprechen denen, die in /39/ dargestellt sind, und demonstrieren das Auflösungsvermögen unserer Anlage.

Bei Steigerung des Strahlstroms auf 2 mA erhöht sich der Primärpeak bei 1000 V merkwürdigerweise nicht. Bei weiterer Erhöhung von I_b ist sogar ein Absinken der Primärintensität zu beobachten. Dieses Verhalten läßt sich entweder durch Strahlgeometrieänderungen oder durch die Instabilität erklären.

Mit Hilfe der Beschleunigungsstrecke und dem in III 4 beschriebenen Verfahren konnte zwar gezeigt werden, daß sich der Strahlquerschnitt verändert, jedoch genügt die gemessene Flächenvergrößerung nicht, um diesen Effekt quantitativ zu beschreiben. Somit müssen wir annehmen, daß die Instabilität der Grund hierfür ist.

Um dies zu erhärten, untersuchten wir den Primärstromverlauf entlang der Achse, was in Abb. 12 für Wasserstoff und in Abb. 13 für Helium dargestellt ist.

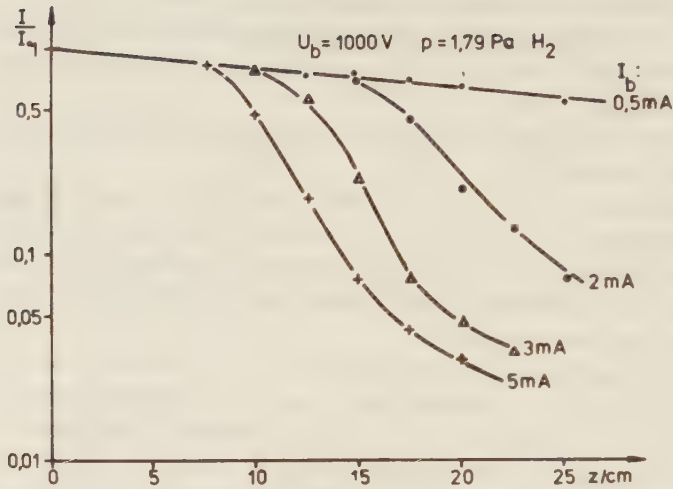


Abb. 12 Primärstromverlauf entlang z für Wasserstoff

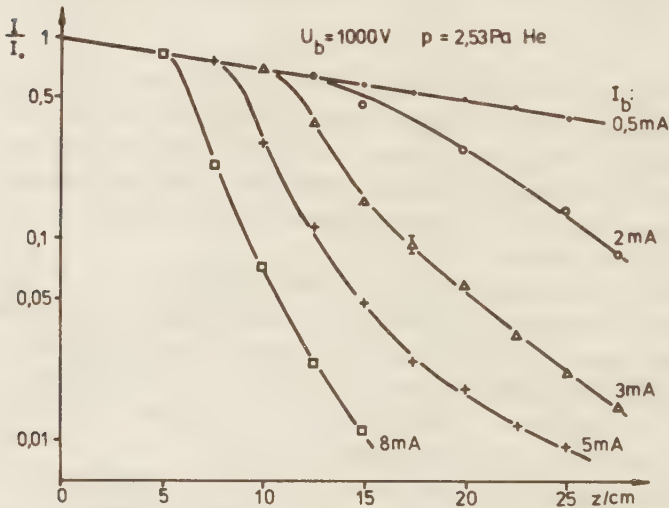


Abb. 13 Primärstromverlauf in Helium als Funktion des Ortes mit dem Strahlstrom als Parameter

Bei $I_b = 0,5$ mA, wo wir noch keine Instabilität beobachten, messen wir einen Primärstromverlauf, der jeweils der Strahlstreuung und Divergenz entspricht.

Wird der Strom erhöht, so ergeben sich Abweichungen vom Verlauf, der sich im ungestörten Fall ergibt. Diese sind eine Funktion des Orts und des Strahlstroms und korrespondieren mit dem Auftreten der Instabilität.

Ein Vergleich der beiden Gase Helium und Wasserstoff ergibt zwar grundsätzlich das gleiche Verhalten, jedoch sind die Abweichungen in Helium geringfügig höher. Auch hierin finden wir eine Übereinstimmung mit der Instabilitätsamplitude, wie im folgenden noch gezeigt wird.

Wie aus Abb. 11 weiter zu entnehmen ist, verbreitert sich mit steigendem Strahlstrom die Energieverteilung der Strahlelektronen. Auch dies steht in ursächlichem Zusammenhang mit dem Auftreten der Instabilität. Wir tragen daher die Halbwertsbreite der Energieverteilung als Funktion des Ortes mit I_b als Parameter auf (siehe Abb. 14).

Während sich bei $I_b = 0,5$ mA die Energieverteilung nicht verändert, verbreitert sich mit zunehmendem I_b das Energiespektrum. Im folgenden Kapitel wird gezeigt, daß sich ΔU exponentiell mit z entwickelt und schließlich in eine Sättigung einmündet. Dabei ist der Anstiegskoeffizient und der Ort der Sättigung mit dem Strahlstrom und damit mit der Instabilitätsstärke korreliert.

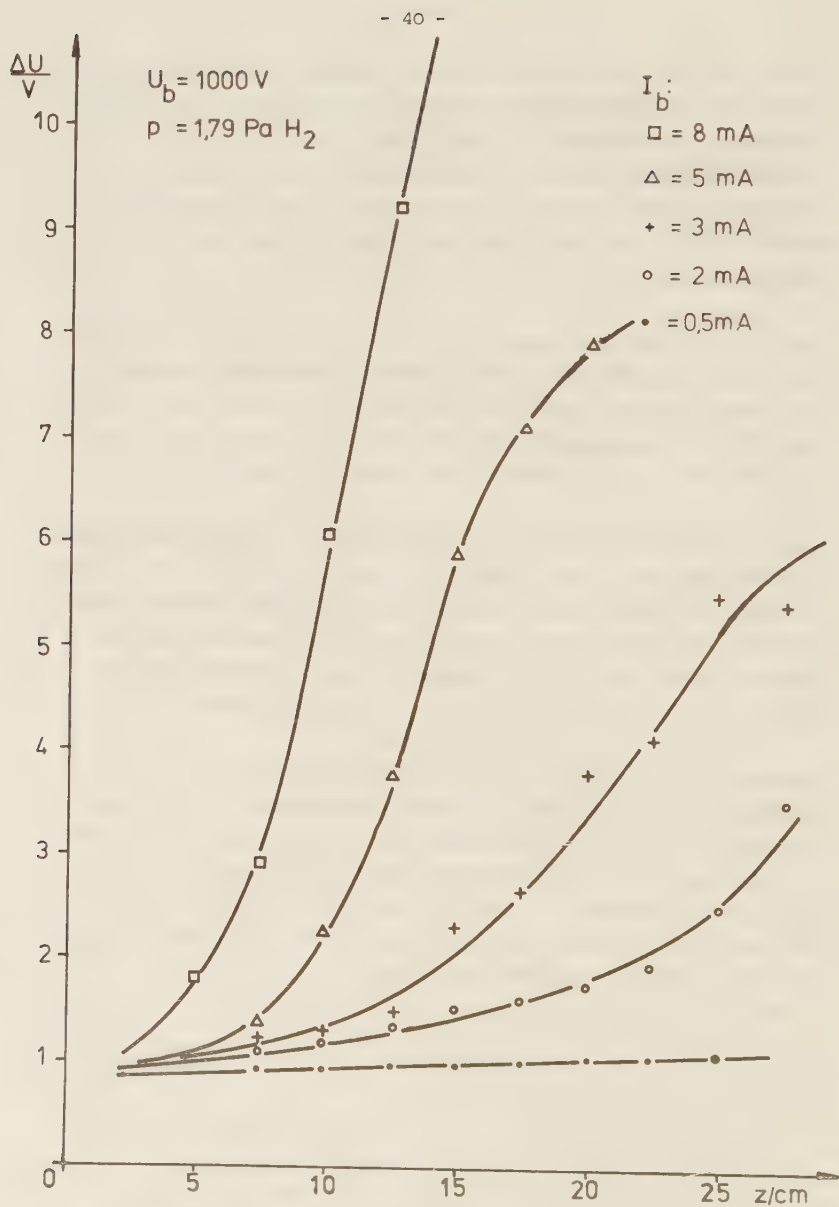


Abb. 14 Energiehalbwidthsbreite in Wasserstoff als Funktion des Ortes mit dem Strahlstrom als Parameter

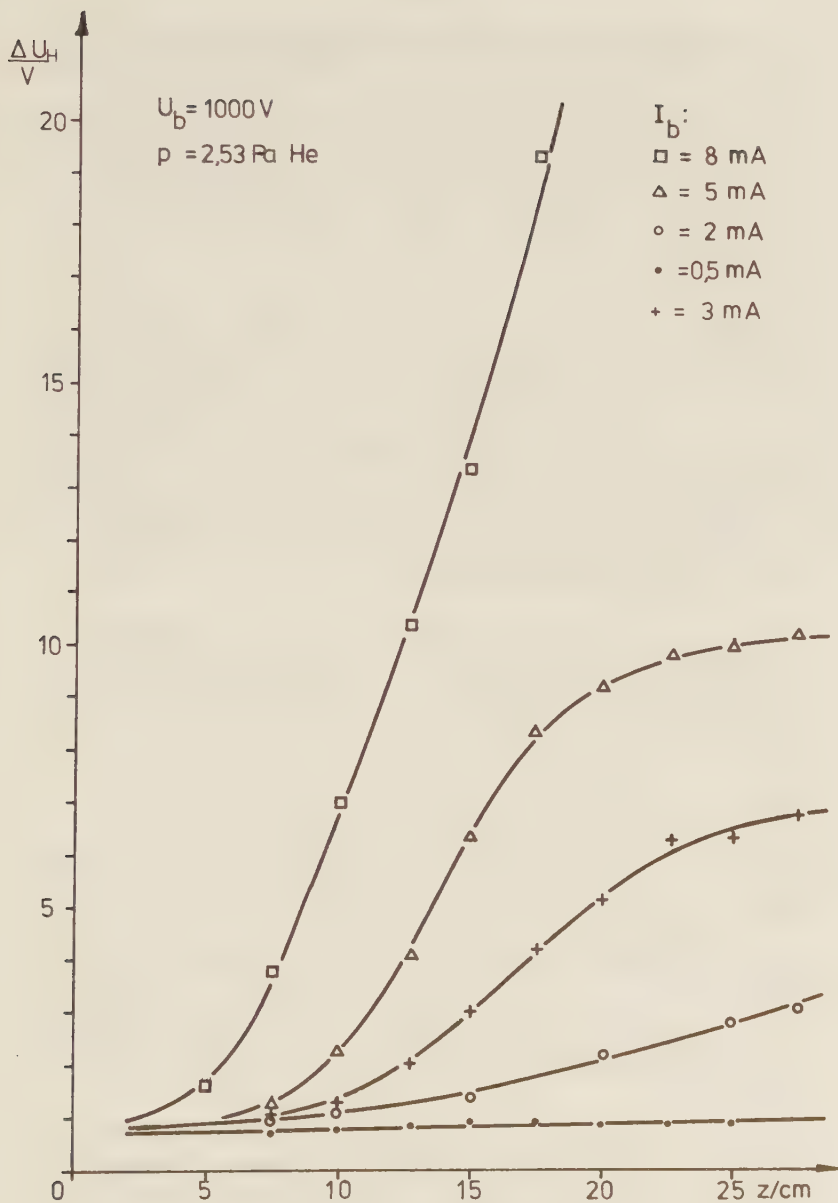


Abb. 15 Axialer Verlauf der Energiehalbwertsbreite in Helium mit I_b als Parameter

Wie lassen sich nun die gemachten Beobachtungen deuten? Nach Gabowich/38/, der einen Klystron-Mechanismus annimmt, entwickelt sich aus dem Rauschspektrum der Kathode durch resonante Wechselwirkung mit dem Plasma eine Welle, in deren Potential Teile der Strahlelektronen fortwährend beschleunigt, bzw. verzögert werden. Hierdurch wird die Energieverteilung verbreitert, was von uns beobachtet wird.

Den Phasenfokus der Elektronen, der sich mit diesem Modell berechnen läßt, können wir in bestimmten Parameterbereichen optisch beobachten und damit die Größe der Startamplitude der Schwingungen abschätzen. Größenordnungsmäßig erhalten wir hierfür ca. 10^{-3} V, was erheblich über dem thermischen Rauschen liegt (3×10^{-8} V). Allerdings ist aus der Röhrentechnologie bekannt, daß durch den Schrot-Effekt bzw. durch Ionen durchaus Rauschspannungen resultieren können, die im μV -mV Bereich liegen.

Aber auch mit einem Trapping-Modell lassen sich unsere Ergebnisse deuten. Hier werden die Strahlelektronen im Potential der Welle eingefangen und schwingen dort hin und her.

So beobachten Lohr/40/ und Lavrovskii/41/ bei zeitaufgelösten Messungen Schwingungen der Energieverteilung. Da diese in diesem Fall nicht mehr stationär ist und die Zeitkonstante unseres Nachweissystems bei 0,02-1 sec liegt, ergibt sich somit ebenfalls das beobachtete Verhalten.

Die zum Aufbau der Schwingungen benötigte Energie wird in beiden Fällen jeweils dem Strahl entzogen. Diese ist jedoch offenbar so klein, daß wir sie in unserem Experiment nicht bestimmen können (Verschiebung von $E < 0,5$ eV).

Im Experiment mit Magnetfeldern, wo wesentlich höhere Instabilitätsamplituden auftreten, ist dieser Energieverlust meßbar, wie von Conrad/42/, Mitsuno/18, Gentle/14/ und Levitskii/8/ gezeigt wird.

IV. 3) Die Hochfrequenzanalyse der Strahl-Plasma-Wechselwirkung

Auf Grund der im vorangegangenen Kapitel gemachten Beobachtungen sollten wir Amplituden messen, die sich gemäß (12) aus einem Rauschspektrum entwickeln.

Legen wir eine Anfangsamplitude von ca. $10^{-4} - 10^{-3} \text{V}$ zugrunde, sollten wir ohne Schwierigkeiten eine HF-Analyse des SPS durchführen können.

Im Experiment beobachten wir jedoch lediglich Amplituden, die um etwa $10^{-3} - 10^{-4}$ kleiner sind, was wir dem noch weitgehend unbekannten Kopplungsmechanismus Sonde - Plasma zuschreiben.

Möglicherweise ist auch die ungünstige spektrale Verteilung der Schwingungen mit ein Grund hierfür. Da die maximale Beobachtungsbandbreite nur etwa 300 kHz beträgt, wird die Zeitkonstante des Empfängers zu groß, um die einzelnen Rauschamplituden in ihrer vollen Höhe erfassen zu können.

Wir können jedoch sicherlich voraussetzen, daß sich die Übertragungsfunktion im beobachteten Parameterbereich nicht verändert, so daß Relativmessungen gut möglich sind.

3 a) Axialer Verlauf der Instabilität

In Abb. 16 wird gezeigt, wie sich die Instabilität räumlich entwickelt. Dargestellt ist jeweils ein komplettes Spektrum von 10 MHz - 1 GHz; aufgenommen mit einer Bandbreite von 300 KHz, was der Maximalbandbreite des Analysators entspricht.

Bei $z=4,5$ finden wir folgende Signale:

0 - 20 MHz Rundfunksender, die trotz Abschirmung nicht zu unterdrücken sind

88 - 100 MHz UKW-Rundfunkband

180 MHz Telephonband der Bundespost

320 MHz beginnende Instabilität, die leicht von den anderen Signalen zu unterscheiden ist, da sie

eine wesentlich größere Bandbreite besitzt
(integriertes Rauschspektrum)

450 MHz VHF-Fernsehen

600/770 MHz UHF-Fernsehen

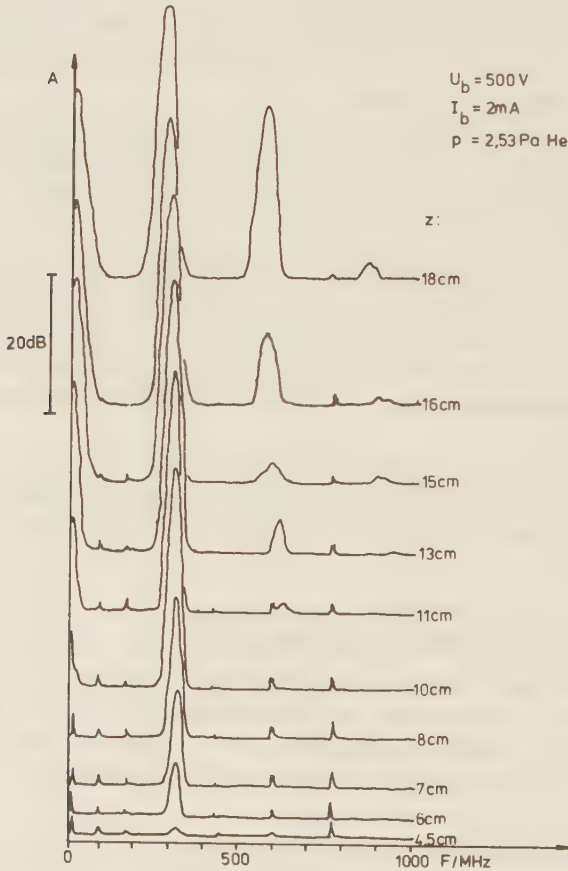


Abb. 16 Hochfrequenzspektren mit z als Parameter
(Nachweisgrenze ca. -100 dBm)

Die in den Spektren auftretenden Rundfunksender sind in ihrer Amplitude nicht richtig wiedergegeben, weil die Zeitkonstante unseres Empfängers für diese schmalbandigen Signale zu groß ist. Da sie ihre Frequenz nicht verändern, können wir sie allerdings zu Eichzwecken verwenden.

Die bei 320 MHz liegende Instabilität entwickelt sich rasch vom Rauschniveau (bei ca. -100 dBm, was der Nulllinie entspricht) bis zu einer Amplitude von ca. -60 dBm bei $z = 11$ cm. Ab $z = 11$ cm endet der lineare Bereich der Wechselwirkung, da hier erstmals die erste Oberwelle bei 640 MHz auftritt.

Der Amplitudenverlauf von 4,5 bis 10 cm Wechselwirkungslänge dient zur Ermittlung des Wachstumskoeffizienten k_1 . Da sich die Frequenz der Instabilität in diesem Gebiet praktisch nicht verändert, können wir annehmen, daß wir unser System bei den gezeigten Bedingungen als homogen betrachten dürfen.

Im nichtlinearen Bereich über $z = 11$ cm beobachtet man neben den Oberwellen und einem niederfrequenten Signal bei 10 MHz, auf das wir später noch eingehen werden, einen Abfall der Plasmadichte sowie ein leichtes Ansteigen der Halbwertsbreite der Instabilität.

3. b) Vergleich HF-Amplitude - Energiehalbwertsbreite

Wie schon in 2. c) angedeutet, ist die Energiehalbwertsbreite direkt mit der Instabilität korreliert. Um dies zu zeigen, tragen wir $\Delta U_{1/2}$ und die HF-Amplitude in Abhängigkeit vom Ort z in einem Diagramm auf. Da wir nach (12) einen exponentiellen Anstieg erwarten, wählen wir einen logarithmischen Maßstab für die beiden Signale.

Von der jeweils am Ort z gemessenen Energiehalbwidthsbreite ziehen wir die natürliche Halbwertsbreite ab, die wir in 1 b bestimmt haben. So erhalten wir rein die Energieveränderung, die durch die Instabilität hervorgerufen wird.

Da die gemessene HF-Amplitude wesentlich kleiner als $\Delta U_{1/2}$ ist, normieren wir diese Größe an einem Punkt geeignet, um so den Vergleich führen zu können.

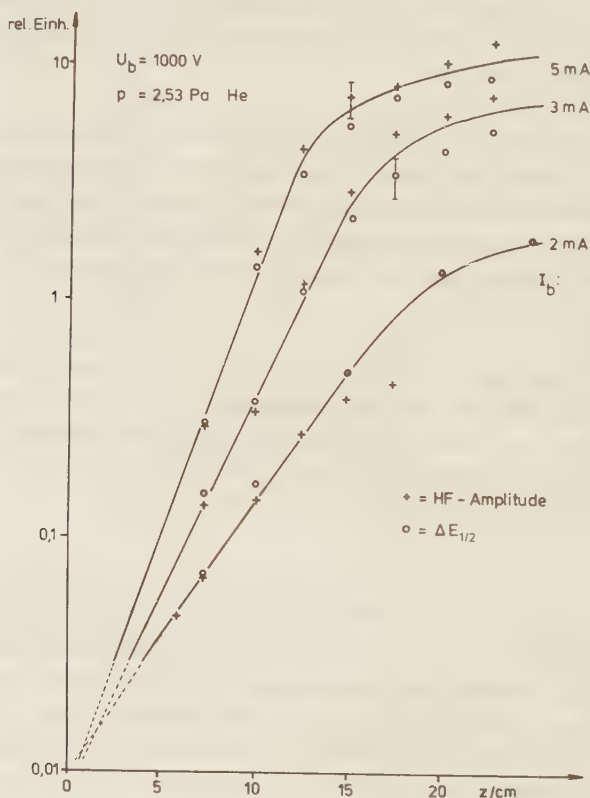


Abb. 17 Vergleich von HF-Amplitudenentwicklung und dem Verlauf der Energiehalbwidthsbreite in axialer Richtung (I_b als Parameter)

Wie aus Abb. 17 ersichtlich, entwickeln sich beide Signalenach einem Exponentialgesetz, wobei der Wachstums-exponent identisch ist und in seiner Größe durch den Strahlstrom bestimmt wird.

Durch Extrapolation der Geraden bei verschiedenen Wechsel-wirkungsstärken erhalten wir einen Schnittpunkt, der den Ort und die Stärke der Rauschquelle charakterisiert. Diese liegt in der Nähe des Ursprungs und verändert sich offensichtlich nicht wesentlich in ihrer Amplitude und Lage.

Nehmen wir den Trapping-Mechanismus an, bei dem die Strahl-elektronen im Potential der Welle schwingen, ergibt sich aus dem Verlauf von $\Delta U_{1/2}$ eine Anfangsamplitude von ca. 5 mV. Diese ist geringfügig größer als die, die mit Hilfe des Klystronmechanismus abgeschätzt wurde.

Über die Stärke der Rauschquelle können wir somit nicht zwischen beiden Modellen unterscheiden, jedoch tendieren wir auf Grund der beobachteten simultanen Amplitudensättigung mehr zum Trapping-Modell.

Daß thermisches Rauschen in unserem Fall eine untergeordnete Rolle spielt, beweist die Tatsache, daß sich bei den in /29/ verwendeten LaB_6 -Kathoden, die bei nahezu doppelter Temperatur als Oxid-Kathoden betrieben werden, der gleiche Amplitudenverlauf der Instabilität ergibt.

Somit können wir davon ausgehen, daß der Schrot-Effekt sowie die Ionen, die in die Kanone gelangen /43/, unsere Rausch-quelle bestimmen.

Je nach Strahlstromstärke münden die Signale an verschiedenen Orten z in eine Sättigung. Dies steht im Widerspruch zu dem von Renner/5/ verwendeten Modell, das die Sättigungs-amplitude beschreibt, da sich durch Stromvariation bei konstantem Druck der axiale Dichtegradient nicht verändern und somit die Sättigung immer am gleichen Ort auftreten sollte.

Geht man allerdings davon aus, daß sich auf Grund der Instabilität die Elektronentemperatur ortsabhängig erhöht, so läßt sich dieses Modell halten, da durch den vergrößerten ambipolaren Diffusionskoeffizienten die Plasmadichte verkleinert und somit der Dichtegradient erhöht wird.

3 c) Bestimmung der Wellenlänge der Instabilität

Neben dem Wachstumsexponenten k_i , den wir aus dem Amplitudenverlauf im linearen Teil der Wechselwirkung bestimmen, ist die Wellenlänge der Instabilität für uns eine wichtige Größe. Mit ihrer Hilfe können wir nach (13) den Beam-Reduction-Factor experimentell bestimmen, wodurch wir in der Lage sind, unsere theoretischen Berechnungen besser an das Modell anzugleichen, als es Renner gelingt.

Zur Bestimmung von k_r benutzen wir den in III 3 beschriebenen Aufbau. In Abb. 18 sind Beispiele für derartige Messungen dargestellt.

Mit 1 ist das Signal bezeichnet, wie es von der Referenzsonde 1, die bei $z = 15$ cm steht, aufgefangen wird, wenn sich die nicht angeschlossene Sonde 2 entlang der Achse bewegt.

Die Amplitude ändert sich erst, wenn sich Sonde 2 in der unmittelbaren Umgebung von 1 befindet, was durch die damit verbundene Störung des SPS erklärt werden kann.

Das Signal der beweglichen Sonde 2 steigt von $z = 15$ cm je nach Beobachtungsfrequenz verschieden stark an, wie es nach der lin. Theorie zu erwarten ist.

Schließt man nun beide Sonden an den Empfänger an, so beobachtet man das mit 1+2 bezeichnete Signal, aus dem die Wellenlänge der Instabilität ermittelt werden kann.

Je nach Beobachtungsfrequenz F ergeben sich dabei geringfügig unterschiedliche Werte für die Wellenlänge.

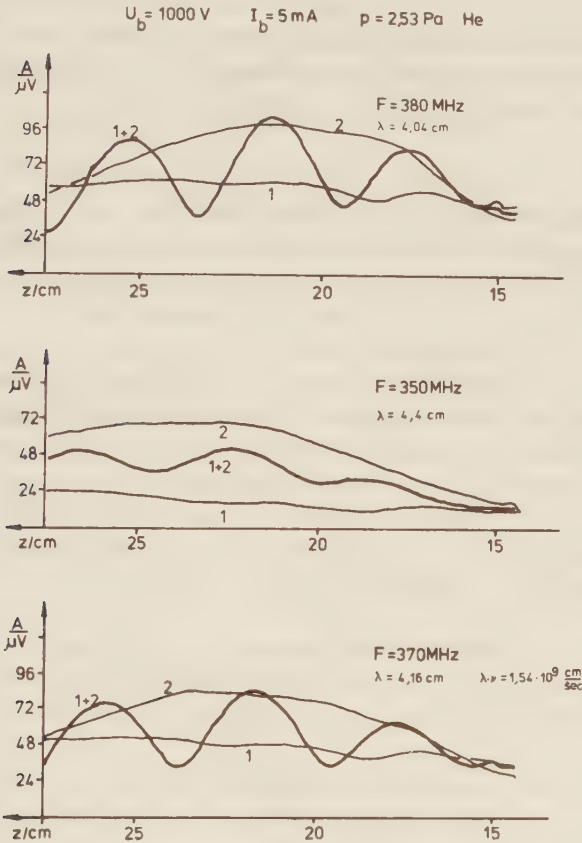


Abb. 18 Bestimmung der Wellenlänge bei verschiedenen Beobachtungsfrequenzen F .

Sonde 1 ortsfest bei $z = 15 \text{ cm}$

Sonde 2 beweglich

Für unsere Berechnungen verwendeten wir jeweils die im unteren Diagramm verwendete Einstellung, bei der F so bestimmt

wird, daß wir bei maximaler Entfernung der beiden Sonden etwa gleiche Amplituden messen.

Die aus diesen Messungen bestimmbare Phasengeschwindigkeit der Welle liegt bei $0,8 \times v_b$. Bei anderen Parametern (Druck, Strom, Spannung) wurden Werte gemessen, die bis an die Strahlgeschwindigkeit heranreichten. Gleiche Beobachtungen werden auch von Self/11/ berichtet.

3. d) Vergleich mit der linearen Theorie

Um die Rechnungen möglichst zu vereinfachen wählten wir hierfür einen niedrigen Druck, der es uns erlaubt, unser SPS im linearen Teil als homogen zu betrachten.

Da wir die Strahlspannung in einem weiten Bereich variieren wollen, wurde zunächst untersucht, inwieweit sich die Plasmadichten hierbei durch die unterschiedlichen Ionisierungskoeffizienten verändern.

Von $U_b = 1000$ V - 700 V steigt die Plasmadichte leicht an (von $1,06 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ auf $1,25 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$), bleibt dann bis 600 V konstant und sinkt bis 300 V wieder auf den ursprünglichen Wert.

Dieses Verhalten deutet auf Temperaturerhöhungen der Plasmaelektronen, bzw. Strahlgeometrieänderungen hin, da der Ionisierungskoeffizient in diesem Bereich stetig größer wird.

In Anbetracht dessen, daß sich die Plasmafrequenz nur um etwa 7 % verändert, rechneten wir mit einem konstanten ω_p .

Die nach der Theorie zu erwartenden Werte erhalten wir nach den Gleichungen (6) (7). Umgeformt auf die Größen, die wir direkt dem Experiment entnehmen können, ergibt sich für die Wellenzahl:

$$k_{ro} = \frac{\omega_p}{5,93 \cdot 10^7 \sqrt{U_b}} \left\{ 1 - \frac{0,29 v}{\omega_p} + \frac{4,8 \cdot 10^9}{\omega_p a} \sqrt{\frac{I_b}{U_b}} \frac{\omega_p}{v} G_m \right\} \quad (18)$$

Den Wachstumsexponenten berechnen wir nach:

$$k_{i0} = \frac{140 \cdot 10^2}{\sqrt{U_b} \cdot a} \sqrt{\frac{I_b}{U_b} \frac{\omega_p}{v}} \cdot G_m \quad (19)$$

Die in den Gleichungen auftretende Elektron-Neutralteilchen-Stoßfrequenz berechnen wir nach Mc. Daniel/44/ zu:

$$v = P_0 P_c v_T ; \quad P_0 = \frac{273 p}{T} ; \quad v_T = 6,15 \cdot 10^5 \sqrt{T_e} \quad (20)$$

P_c können wir in dem von uns betrachteten Temperaturbereich für die beiden Gase Helium und Wasserstoff als konstant annehmen. Die Stoßwahrscheinlichkeit von Wasserstoff beträgt $0,36 \text{ Pa}^{-1} \text{ cm}^{-1}$, die von Helium $0,14 \text{ Pa}^{-1} \text{ cm}^{-1}$.

Wie in Abb. 19 und 20 dargestellt, finden wir für die Wellenzahlen eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung. Der Temperatureinfluß der nach (20) die Stoßfrequenz verändert, macht sich bei den Wellenzahlen nicht sehr stark bemerkbar.

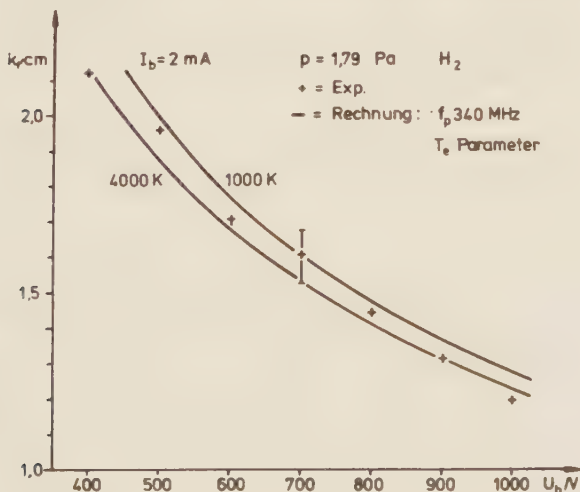


Abb. 19 Wellenzahlen als Funktion der Strahlspannung in Wasserstoff mit T_e als Parameter

Wie die Rechnung zeigt, führen kleine Querschnittsveränderungen des Strahls zu keinen Korrekturen, da sich G_m und $1/a$ in unserem Parameterbereich kompensieren.

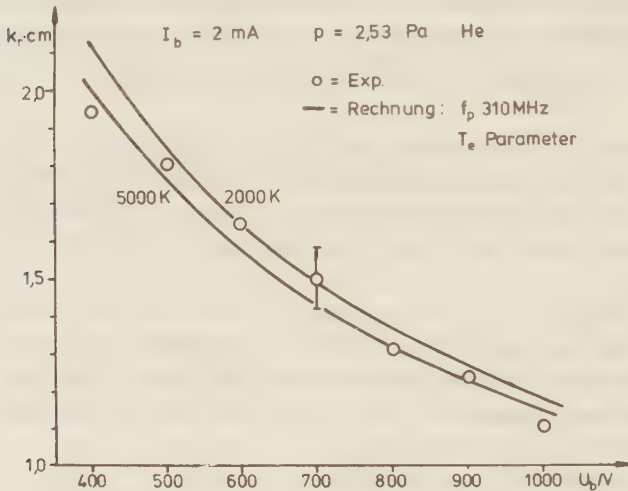


Abb. 20 Wellenzahlen als Funktion der Strahlspannung in Helium mit T_e als Parameter

Wesentlich stärker wird der Wachstumsexponent $k_{\perp}$ durch Stoßfrequenzänderungen beeinflusst, wie in Abb. 21 und 22 gezeigt wird.

Renner/5/ mißt bei $U_b = 1000$ V und $I_b = 2$ mA Elektronentemperaturen von 650 K, was mit unserer $k_{\perp}$ Messung übereinstimmt. Bis 700 V folgt $k_{\perp}$ nahezu der Isothermen bei 1000 K. Ab 600 V sinkt $k_{\perp}$ ab, was qualitativ einer Temperaturerhöhung gleichkommt. Ein derartiges Verhalten wurde bereits bei der Kontrolle der Plasmadichten vermutet.

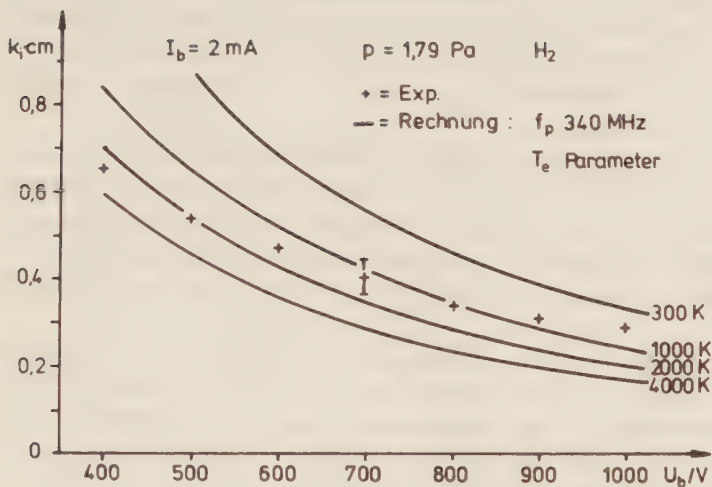


Abb. 21 Wachstumsexponent als Funktion der Strahlspannung in Wasserstoff mit T_e als Parameter der Rechnung

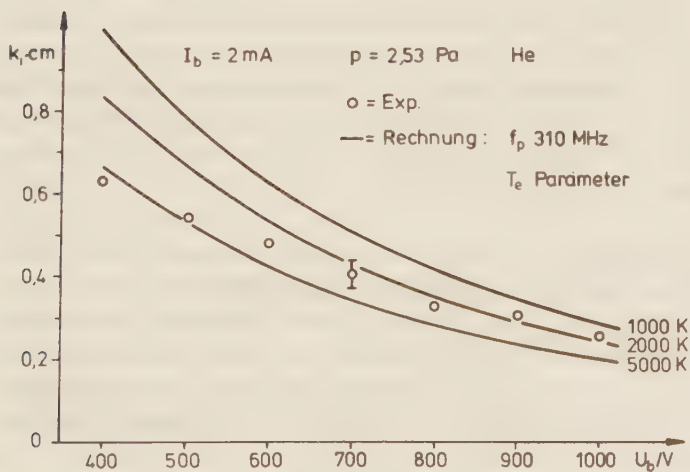


Abb. 22 Wachstumsexponent als Funktion der Strahlspannung in Helium mit T_e als Parameter der Rechnung

In Helium liegen Temperaturmessungen für den beobachteten Parameterbereich vor. Bei 1000 V liegt die Elektronentemperatur bei ca. 1500 K; sie bleibt bis etwa 700 V konstant und erhöht sich dann auf ca. 4000 K bei 300 V.

Berücksichtigt man, daß bei diesen Messungen das Erzeugungsprofil, d.h. der Fokussierungszustand und die Homogenität des Strahls das Meßergebnis stark beeinflussen (Hauptfehlerquelle), so finden wir eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment (Abb. 22).

Wie sich aus den k_1 -Messungen ergibt, sind die Elektronentemperaturen im H_2 kleiner als in He. Da die Wachstums-exponenten bei den angegebenen Parametern praktisch gleich groß sind, sollten wir in beiden Gasen den gleichen Instabilitätsverlauf entlang der Achse beobachten.

3. e Vergleich der Amplitudenentwicklung in Helium und Wasserstoff

Um etwa gleiche Plasmadichten zu erzielen, müssen wir in H_2 bei einem niedrigeren Neutralgasdruck arbeiten. Dieser Druckunterschied bewirkt auch, daß wir mit gleichen Strahlstreuungen rechnen dürfen (siehe 2 b). Somit ergeben sich für die Instabilität gleiche Bedingungen bezüglich dieser Parameter.

Die nach (20) berechnete Stoßfrequenz unterscheidet sich um einen Faktor 1,8, gleiche Elektronentemperaturen vorausgesetzt. Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, wird dieser Faktor durch die unterschiedliche Temperatur wieder kompensiert, so daß auch dieser Parameter in den beiden Gasen zunächst gleich ist, was zu identischen k_1 -Werten führt.

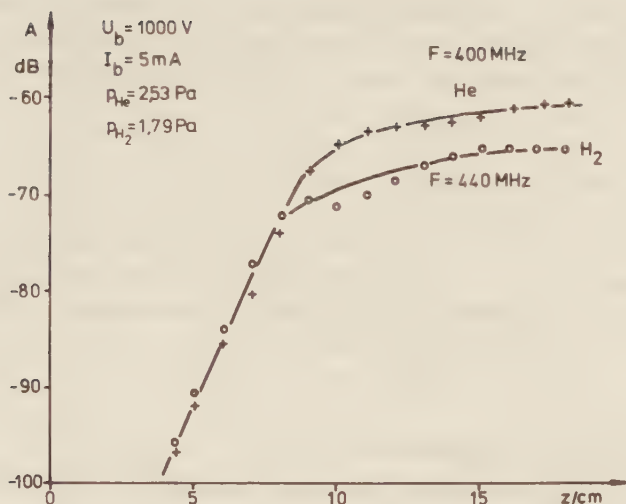


Abb. 23 Vergleich der Amplitudenentwicklung der Instabilität in Helium und Wasserstoff

In Abb. 23 sind die Amplitudenverläufe für beide Gase dargestellt. Wie sich zeigt, entwickelt sich die Instabilität wie erwartet. Allerdings mündet sie in Wasserstoff früher in eine Sättigung und bleibt daher um einen Faktor 1,6 hinter der in Helium beobachteten zurück; ein Effekt den wir auch durch die Annahme einer Temperaturerhöhung entlang z erklären können:

- Bei gleicher Temperaturerhöhung in beiden Gasen ergibt sich in H₂ eine höhere Stoßfrequenz, wodurch k_1 stärker als in He reduziert wird.
- Bei höherer Temperatur der Plasmaelektronen sind die Diffusionsverluste des Plasmas höher, was einen stärkeren Dichtegradienten in axialer Richtung hervorruft. Durch beide Effekte wird die Wechselwirkungslänge beschränkt, was zu einer kleineren Sättigungsamplitude führt.

Stützen können wir diese Annahme ebenfalls durch die Beobachtung der Instabilitätshalbwertsbreite $\Delta\omega$, die nach (11) eine Funktion der Stoßfrequenz und damit der Temperatur ist.

Während sich in Helium $\Delta\omega$ längs der Achse von $2,1 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ auf etwa $3,2 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ erhöht, messen wir in H_2 einen Anstieg auf $6,2 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, was qualitativ mit unserer Annahme übereinstimmt. Quantitativ sind allerdings die nach (11) berechneten Halbwertsbreiten um eine Größenordnung kleiner, worauf wir noch eingehen werden.

3 f) Die Elektronentemperatur

Schon bei der Bestimmung der Wachstumsexponenten stellten wir fest, daß die Elektronentemperatur eine Funktion der Strahlspannung ist, da sich die gemessenen $k_{\perp}$ -Werte nicht auf den theoretisch berechneten Isothermen bewegen. Um diesen für die Beschreibung unseres Strahl-Plasma-Systems so wichtigen Sachverhalt zu prüfen, führten wir Sondenmessungen in He durch, deren Ergebnisse in den Abbildungen 24 und 25 dargestellt sind.

Wie schon in 3 d) erwähnt, stimmen die gemessenen Temperaturen im Rahmen der Meßgenauigkeit mit den aus Abb. 22 ermittelten überein. Daß der Fokussierungszustand der Kanone hierbei eine wesentliche Rolle spielt, zeigt die geringe Strahlstromerhöhung auf 3 mA, die zu wesentlich höheren Elektronentemperaturen führt.

Wie aus Abb. 25 entnommen werden kann, ist die Elektronentemperatur auch eine Funktion des Strahlstroms, ein Sachverhalt, der schon bei den Messungen in Wasserstoff /29/ gefunden wurde.

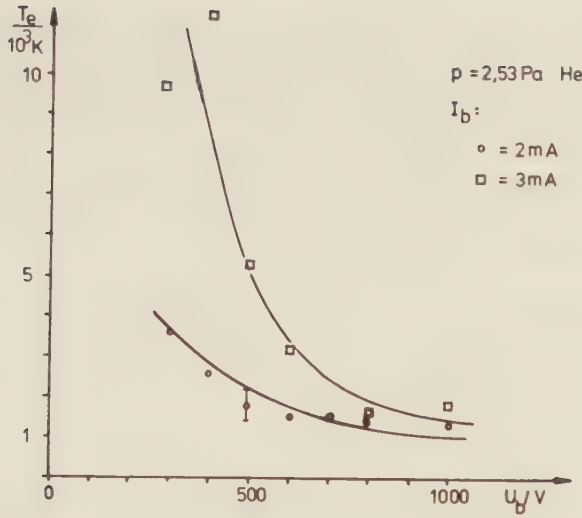


Abb. 24 Elektronentemperatur in Helium als Funktion der Strahlspannung mit I_b als Parameter

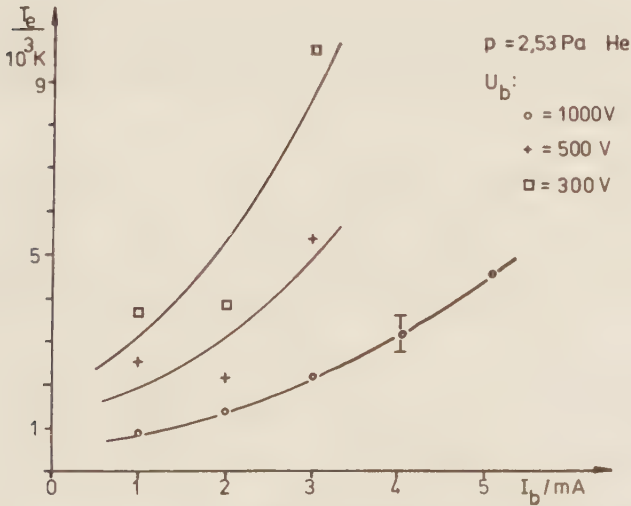


Abb. 25 Elektronentemperatur in Helium als Funktion des Strahlstroms mit U_b als Parameter

3 g) Vergleich von T_e und Instabilitätshalbwertsbreite

Wie schon in /30/ von Sato und Heider gezeigt, ist die Hochfrequenzhalbwertsbreite eine Funktion der Stoßfrequenz und damit der Elektronentemperatur.

In /30/ wird am Beispiel von Druckvariationen in H_2 und He demonstriert, daß $\Delta\omega$ eine Funktion des Drucks ist, wie man es nach (20) zu erwarten hat.

Allerdings stellte sich dabei heraus, daß die nach (11) berechneten Werte für $\Delta\omega$ um eine additive Konstante, die von der jeweiligen Gasart abhängt, zu klein sind.

Eine mögliche Deutung dieses Phänomens erhält man, wenn man davon ausgeht, daß die Sonde jeweils über einen größeren Strahlbereich mit verschiedener Dichte integriert. Somit können wir also die gemessene Halbwertsbreite als Überlagerung von verschiedenen Resonanzkurven verstehen.

Um diesen noch ungeklärten Integrationsmechanismus auszuklammern, normieren wir sowohl die Halbwertsbreite als auch die Elektronentemperatur mit den jeweils bei $U_b = 1000$ V und $I_b = 2$ mA gefundenen Werten.

In Abb. 26 sind die Ergebnisse der beiden Messungen gemeinsam als Funktion der Strahlspannung aufgetragen. Wie sich dabei zeigt, verlaufen beide Größen in ähnlicher Weise. Lediglich bei kleinem U_b ergeben sich Abweichungen, die in die Größenordnung der Fehlerschranken gelangen.

Da bei der Stromvariation ebenfalls Temperaturveränderungen festgestellt worden sind, wollen wir auch für diesen Fall die beiden Größen miteinander vergleichen (Abb. 27).

Wiederum finden wir eine gute Übereinstimmung im Bereich, der Temperaturveränderungen bis zu $2,5 \times T_0$ umfaßt.

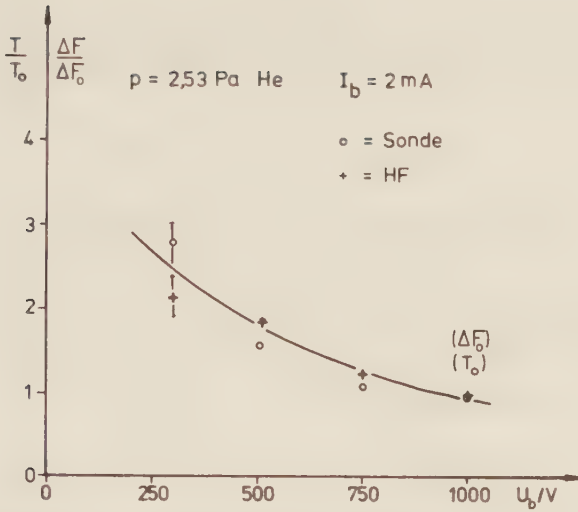


Abb. 26 Normierte Elektronentemperatur, bzw. HF-Halbwertsbreite als Funktion der Strahlspannung

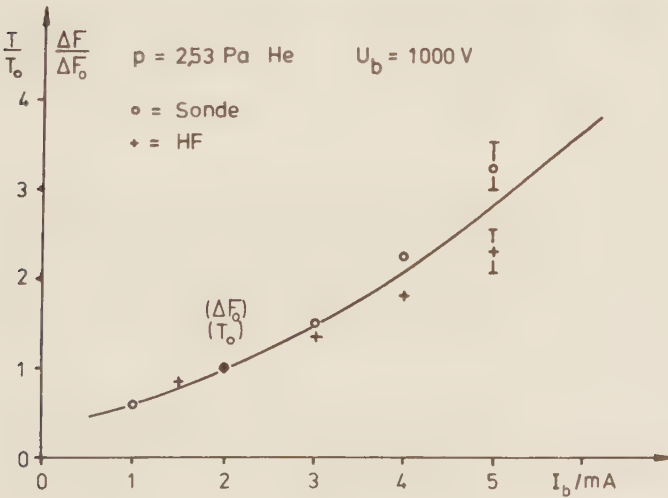


Abb. 27 Normierte Elektronentemperatur, bzw. HF-Halbwertsbreite als Funktion des Strahlstroms I_b

Auf Grund dieser Erkenntnisse können wir annehmen, daß wir zumindest kleine Temperaturveränderungen über die leicht meßbare Halbwertsbreite erfassen können, da in diesem Bereich offensichtlich gilt:

$$\frac{\Delta F}{\Delta F_0} = \frac{T_e}{T_{e0}} \quad (21)$$

3 h) Axialer Verlauf von $\Delta F_{1/2}$ und der Plasmadichte

Nach den bisherigen Beobachtungen müssen wir annehmen, daß durch die Instabilität ein positiver Temperaturgradient in axialer Richtung verursacht wird. Dies hat zur Folge, daß durch das vergrößerte D_a der ohnehin schon vorhandende Dichtegradient des Plasmas hierdurch noch verstärkt wird.

Durch Sondenmessungen konnte gezeigt werden, daß die zu beobachtende Temperaturerhöhung nicht sehr groß ist, wir also nach (21) aus der jeweiligen Halbwertsbreite der Instabilität diese relative Veränderung quantitativ erfassen können.

Somit sind wir in der Lage, durch Aufzeichnung des Instabilitätsspektrums in axialer Richtung sowohl n_e (aus der Frequenz der Maximalamplitude) als auch T_e (aus $\Delta F_{1/2}$) simultan zu erfassen und mit Rechnungen nach dem Diffusionsmodell zu vergleichen.

Um Randeffekte möglichst auszuschließen, stellten wir unsere Meßsonde 6 cm vor der Endplatte auf und veränderten z durch Verschieben der Kanone. Durch Vergleichsmessungen, bei denen die Sonde bewegt wurde und die Kanone ortsfest war, konnte gezeigt werden, daß die Instabilitätsentwicklung in beiden Fällen die gleiche ist.

Hieraus können wir folgern, daß die Instabilität durch derartige Geometrieänderungen, wie sie die Kanonenverschiebung darstellt, nicht verändert wird.

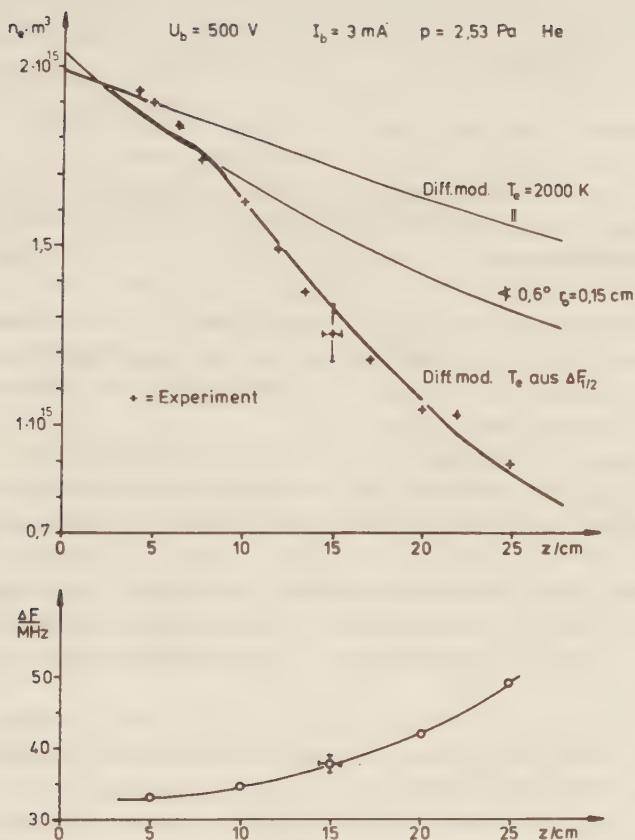


Abb. 28 oben: Plasmadichteverlauf in axialer Richtung
 unten: Dazugehöriger Halbwertsbreitenverlauf
 der Instabilität

Berechnet man für einen Parallelstrahl den Dichteverlauf, so ergibt sich der in Abb. 28 dargestellte Kurvenverlauf, der mit Diff. mod. II $T_e = 2000$ K bezeichnet ist. Da wir jedoch auf Grund unserer Energieanalysen festgestellt haben, daß unser Elektronenstrahl eine schwache Divergenz besitzt, berechneten wir zusätzlich den Dichteverlauf,

der sich für einen Divergenzwinkel von $0,6^\circ$ und einem Anfangsradius von $0,15$ cm ergibt. T_e wurde bei dieser Rechnung nicht verändert.

Da offenbar beide Rechnungen nicht mit dem Experiment übereinstimmen, führten wir eine dritte Berechnung durch, bei der wir die aus dem unteren Diagramm zu entnehmende relative Temperaturerhöhung und den Divergenzwinkel gleichzeitig berücksichtigen.

Der so erhaltene Verlauf der Plasmadichte (dick ausgezogene Kurve) stimmt erstaunlich gut mit den experimentellen Werten überein. Die Abweichungen betragen im ganzen untersuchten Bereich weniger als 10 %.

Beachtenswert ist ebenfalls die hohe Meßgenauigkeit bei der Bestimmung der Absolutdichten, die mit den sonst üblichen Langmuirsondenmessungen nicht erreicht werden kann.

Als Ergebnis können wir festhalten, daß sowohl die Strahlgeometrie als auch die Temperaturveränderungen den Plasmadichtegradienten und damit den Instabilitätsverlauf beeinflussen.

Vergleichen wir also das von Renner/5/ verwendete Modell zur Beschreibung der Sättigungsamplitude mit unseren Ergebnissen (siehe II B 5). Den hierzu nötigen Dichtegradienten entnehmen wir Abb. 28 und erhalten für:

den Parallelstrahl ein w von 22 cm

den divergenten Strahl ein w von 11 cm

und ein w von 6 cm für den beobachteten Dichtegradienten.

Da nun im Experiment tatsächlich nach etwa 7 cm die Sättigungsamplitude erreicht wird, können wir hieraus schließen, daß das Modell anwendbar ist. Allerdings müssen wir für den Dichtegradienten einen anderen Wert einsetzen als es Renner tut.

Somit können wir festhalten, daß sich die Instabilität in unserem SPS in ihrer Amplitudenentwicklung selbst begrenzen kann, da der axiale Dichtegradient eine Funktion der Elektronentemperatur ist, die ihrerseits durch die Instabilität beeinflusst wird.

3 i) Überprüfung des Diffusionsmodells

Nachdem sich schon bei den axialen Plasmadichteverläufen gezeigt hat, daß das verwendete Diffusionsmodell das Experiment recht gut zu beschreiben vermag, wollen wir nun noch untersuchen, ob auch bei Stromvariation und Druckveränderungen das Modell anwendbar bleibt.

Schon in /29/ wurde von Heider gezeigt, daß bei Stromvariation Abweichungen auftraten, die durch die Instabilität hervorgerufen werden. In Abb. 29 ist das damals beobachtete Verhalten dargestellt, hierbei wird gezeigt, daß schon damals eine quantitative Beschreibung des Plasmadichteverlaufs durch das Modell möglich gewesen wäre, hätte man die Temperaturveränderungen mit berücksichtigt.

Da innerhalb des Elektronenstrahls keine Daten hierüber vorliegen, verwendeten wir zur Korrektur Werte, die am Strahlrand beobachtet wurden. Aus diesen bestimmten wir wiederum die relative Temperaturveränderung bezüglich des Anpassungspunktes (hier bei $I_b = 1 \text{ mA}$), die dann bei den weiteren Berechnungen berücksichtigt wird.

Der so berechnete Dichteverlauf (dick ausgezogene Kurve) stimmt mit den experimentellen Werten, die über die Plasmafrequenz ermittelt wurden, erstaunlich gut überein. Auch in anderen Druckbereichen kann Theorie und Experiment auf diese Weise in Einklang gebracht werden, wie in /30/ gezeigt wird.

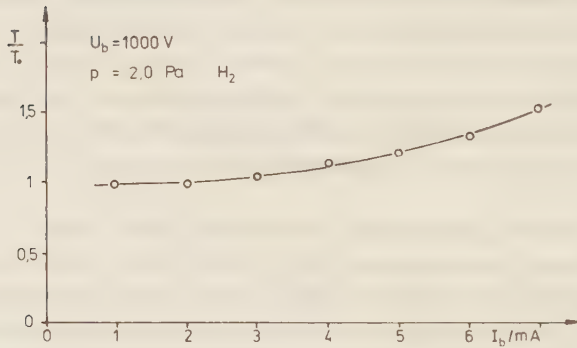
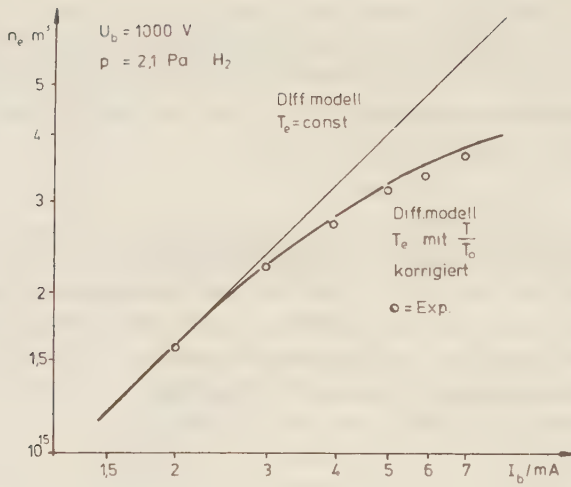


Abb. 29 oben: Plasmadichte als Funktion des Strahlstroms
 in Wasserstoff
 unten: Relative Temperaturveränderung (aus Lang-
 muir-Sondenmessungen)

Da die beobachteten Temperaturveränderungen nicht sehr
 hoch sind, wollen wir in Helium ihre relative Erhöhung
 wieder über die Hochfrequenzhalbwertsbreite ermitteln.

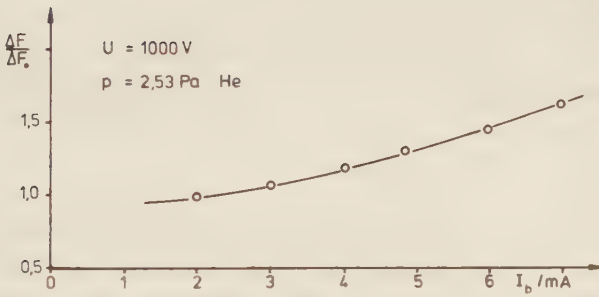
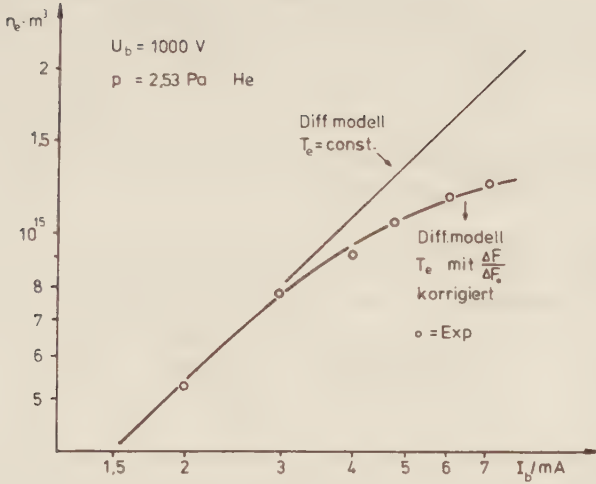


Abb. 30 oben: Plasmadichte in Helium als Funktion des Strahlstroms

unten: Relative Temperaturerhöhung als Funktion von I_b (aus HF-Halbwertsbreite)

Auch für dieses Gas gelingt es, das Experiment durch das Diffusionsmodell zu beschreiben, wie aus Abb. 30 zu ersehen ist.

Auch für andere Strahlspannungen und Druckbereiche läßt sich dieses Verfahren mit Erfolg verwenden.

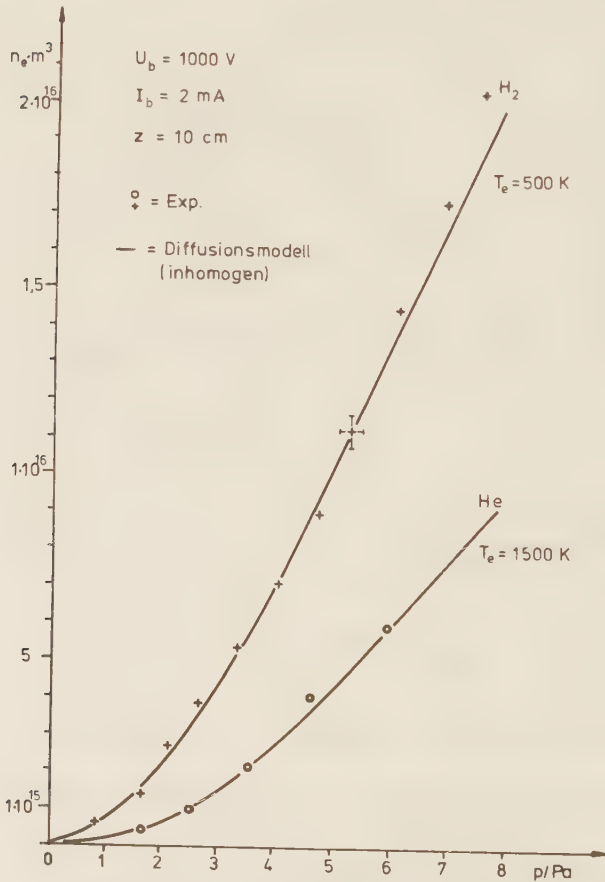


Abb. 31 Plasmadichte als Funktion des Drucks in Wasserstoff und Helium

Damit wir bei Druckvariation Temperatureffekte vernachlässigen können, experimentierten wir hierbei mit einem Strahlstrom von 2 mA und U_b 1000 V, um die Instabilität möglichst klein zu halten.

Wie in Abb. 31 dargestellt, gilt das von uns verwendete Modell auch bei Druckvariation im untersuchten Bereich in beiden Gasen gleich gut. Dabei zeigt sich deutlich, daß die Dichte in H_2 auf Grund des höheren s_{eff} bei gleichen Drucken jeweils höher sind.

Alle unseren Berechnungen sind für den inhomogenen Fall durchgeführt unter Verwendung folgender Daten:

$$s_{eff} = 0,36 \text{ (Pa m)}^{-1} \text{ für } U_b = 1000 \text{ V in Helium /37/}$$

$$s_{eff} = 0,6 \text{ (Pa m)}^{-1} \text{ für } U_b = 1000 \text{ V in Wasserstoff /37/}$$

$$b_{+p} = 12,4 \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{sec}^{-1}\text{Pa für He}^+ \text{ /45/}$$

$$b_{+p} = 10,8 \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{sec}^{-1}\text{Pa für H}_3^+ \text{ /46/}$$

Auf Grund dieser Ergebnisse sind wir in der Lage, die Plasmadichten aus den Strahlparametern und linearen Abmessungen unseres Systems zu bestimmen.

Hierdurch eröffnet sich die Möglichkeit, durch geeignete Veränderungen der Geometrie unseres SPS, die sich nunmehr rechnerisch ermitteln lassen, den Plasmadichtegradienten in einer für die Instabilitätsentwicklung geeigneten Weise zu beeinflussen.

4) Nichtlinearitäten

Wie schon aus Abb. 16 ersichtlich, treten in unserem SPS bei starker Wechselwirkung Nichtlinearitäten in Form von Oberwellen auf. Energieveränderungen der Strahlelektronen und das Auftreten einer Sättigungsamplitude sind ebenfalls Phänomene, die sich durch die einfache lineare Theorie nicht mehr erklären lassen.

Während wir die Sättigungsamplitude noch durch eine kleine Modifikation, wie sie von Renner/5/ angegeben wird, beschreiben können, müssen wir zur Erklärung der anderen Erscheinungen nichtlineare Theorien verwenden.

Da die Geschwindigkeit der Instabilität annähernd der der Strahlelektronen entspricht, ist ein sog. Trapping-Prozess denkbar, bei dem die Elektronen im Potential der Welle eingefangen werden und dort mit der sog. bounce-frequency schwingen/14/18/. Dies führt zu einer räumlich oszillierenden Sättigungsamplitude, die wir allerdings in unserem Experiment nicht beobachten, was möglicherweise an der zu kurzen Wechselwirkungsstrecke liegt.

Der identische Verlauf der HF-Amplitude und der Energiehalbwidthsbreite ist allerdings ein starkes Argument für diesen Mechanismus.

Da die beobachteten Energieveränderungen auch durch den von Gabowich/38/ beschriebenen Klystron-Mechanismus erklärt werden können, müssen wir abwarten, was eine zeit-aufgelöste Energieanalyse ergibt, um zwischen den beiden Prozessen unterscheiden zu können.

Eine weitere Theorie beschreibt den sog. parametrischen Zerfall der Instabilität in eine Ionenakustische- und eine Elektronen-Welle /15/16/. Mit dieser Theorie lassen sich die Energieveränderungen der Strahlelektronen sowie das "niederfrequente" Signal, das wir bei ca. 10 MHz beobachten, deuten.

Die bei diesem Zerfall auftretenden Seitenbänder ober- und unterhalb der Plasmafrequenz können wir allerdings nicht beobachten. Eine Abschätzung der Frequenz der Ionenwelle ergibt ca. 3-5 MHz, ist also um mindestens einen Faktor 2 zu klein. Somit erscheint uns dieser Mechanismus in unserem System als unwahrscheinlich.

Eine mögliche Erklärung für das bei 10 MHz beobachtete Signal ist eine Resonanz des Strahlensystems bei ω'_b , das sich für den in Abb. 16 dargestellten Fall zu ca. 8 MHz ergibt und somit besser mit dem Experiment übereinstimmt.

V ZUSAMMENFASSUNG

In dem von uns untersuchten Strahl-Plasma-System werden durch die Rauschquelle, wie sie die Elektronenkanone darstellt, longitudinale Plasmaschwingungen erzeugt. Diese breiten sich längs des Strahls aus und werden dabei nach einem Exponentialgesetz verstärkt.

Die beobachteten Wachstumsexponenten hängen dabei wesentlich von der Elektron-Neutralteilchen-Stoßfrequenz ab, wie durch vergleichende Messungen in Helium und Wasserstoff gezeigt werden konnte.

Dieser Dämpfungsmechanismus führt zu Verbreiterungen der Resonanzkurve des SPS und kann über die Hochfrequenzhalbwertsbreite direkt beobachtet werden.

Durch den Vergleich der durch Sonden ermittelten Elektronentemperatur mit der HF-Halbwertsbreite konnte gezeigt werden, daß beide Größen einander proportional sind, wodurch auf einfache Weise relative Temperaturveränderungen im SPS über die Instabilität ermittelt werden können.

Durch ein von uns entwickeltes Meßverfahren gelingt es, die Wellenlänge der Instabilität zu bestimmen, wodurch wir in der Lage sind, den beam-reduction-factor direkt dem Experiment zu entnehmen.

Über diese wichtige Größe können wir die lineare Theorie an unsere experimentellen Abmessungen angleichen und in einem weiten Bereich der Strahlspannung bestätigen.

Die in unserem Experiment auftretende Sättigungsamplitude wird durch den axialen Dichtegradienten verursacht. Dieser setzt sich aus den Komponenten Strahlstreuung, Strahldivergenz und axialer Temperaturerhöhung zusammen. Da letztere durch die Instabilität verursacht wird, ist hierin ein Stabilisierungsmechanismus zu sehen, der die Wechselwirkungslänge und somit die Amplituden beschränkt. Über dieses Phänomen kann die beobachtete Verkürzung der Wechselwirkungslänge bei Strahlstromerhöhung erklärt werden.

Mithilfe der HF-Analyse des SPS konnte gezeigt werden, daß das von uns verwendete Diffusionsmodell völlig zur Beschreibung des Plasmadichteverlaufs genügt. Hierdurch sind wir in der Lage, über Geometrieveränderungen, die sich über das Modell berechnen lassen, die Plasmadichtegradienten im SPS zu verkleinern, bzw. umzukehren, was neue Perspektiven bezüglich der Instabilitätsentwicklung eröffnet.

Durch die Instabilität werden auch die Strahlelektronen beschleunigt, bzw. verzögert, was durch die Energieanalyse gezeigt werden konnte. Ein Vergleich von Energiehalbwertsbreite und HF-Amplitude ergab, daß beide Größen proportional zueinander sind. Mit den bisher vorliegenden Ergebnissen konnte allerdings nicht eindeutig entschieden werden, ob der Trapping- oder der Klystron-Mechanismus zu den Energieveränderungen führt.

Diese Frage kann erst geklärt werden, wenn die Zeitauflösung der Energieanalyse entsprechend verbessert wird.

Um die Ergebnisse dieser Arbeit zu erhärten, erscheint es aussichtsreich, weitere Versuche in Neon durchzuführen, da in diesem Gas die Stoßwahrscheinlichkeit noch kleiner als in Helium ist, wir also höhere und schmalbandigere HF-Spektren erhalten sollten.

Auch eine Vormodulation des Elektronenstrahls verspricht einen tieferen Einblick in unser SPS, gerade in bezug auf die Halbwertsbreite und Amplitudenentwicklung der Instabilität, die dann besser kontrolliert und in einem weiten Bereich untersucht werden könnte.

Nach den bisherigen Erkenntnissen erscheint es als unwahrscheinlich, mit der bestehenden Anordnung über den Mechanismus der Zweistrominstabilität zu einer effektiven Plasmaheizung zu gelangen.

V) ANHANG: Sondeninstabilität

Bei der Untersuchung des Kopplungsmechanismus zwischen Sonde und Plasma wurde unter anderem versucht, durch Anlegen von Vorspannungen an die HF-Sonde die Schicht zu verändern. Hierbei mußten allerdings geeignete Maßnahmen getroffen werden, um den Eingang des Spektrum-Analysators bzw. des Vorverstärkers vor diesen Gleichspannungspegeln zu schützen. Überschreitet man eine bestimmte Spannung und damit einen kritischen Sondenstrom (1-2 mA), so tritt in Wasserstoff spontan eine modifizierte Zweistrominstabilität auf, die sich von der bisher im Strahl beobachteten wesentlich unterscheidet.

Die Amplituden, die hier gemessen werden, betragen ca. 0,2V, übersteigen also bei weitem die bisher gefundenen Spannungen. Die Halbwertsbreite der Instabilität beträgt dabei ca. 1 MHz und ist somit wesentlich kleiner als die, die wir im Elektronenstrahl finden. Dies stützt unsere Vermutung, daß die spektrale Verteilung mit ein Grund dafür ist, daß wir mit dem recht schmalbandigen Spektrumanalysator (300 KHz Bandbreite) nicht die absolute Amplitude des Rauschspektrums messen können.

Wertet man die Halbwertsbreite nach Sato/30/ aus, so ergibt sich ein Wert, der zwischen dem von Gleichung (11), die im stoßbestimmten Fall gilt, und dem, der sich für ein warmes, stoßfreies Plasma errechnet, liegt. Dies ist nicht verwunderlich, da die 'Strahlspannung' bei diesem Experiment etwa bei 40 V liegt und somit Beziehung (10) nicht mehr erfüllt ist, wir also nicht mehr den rein stoßbestimmten Fall annehmen dürfen.

Diese Art der Instabilität ist unabhängig vom Elektronenstrahl, der das Plasma erzeugt. Wir können daher auch außerhalb des Strahls messen. Es ist sogar gelungen, an einer anderen Apparatur in einer Niederdruckentladung (Kaltkathoden-Entladung) eine derartige Instabilität zu erzeugen.

Um dieses Phänomen auf eine Verwendbarkeit zur Plasma-
diagnostik zu untersuchen, verwendeten wir es zur Prü-
fung des Diffusionsmodells in radialer Richtung, die wir
bis jetzt noch ausgeklammert hatten.
Die radiale Abhängigkeit der Plasmadichte wird durch Glei-
chung (15) die für $r > a$ gilt, beschrieben. Trägt man hier-
nach die Dichte gegen den Logarithmus des Sondenorts auf,
so müssen sich Geraden ergeben deren Steigung vom Druck
und Strahlstrom bestimmt werden.

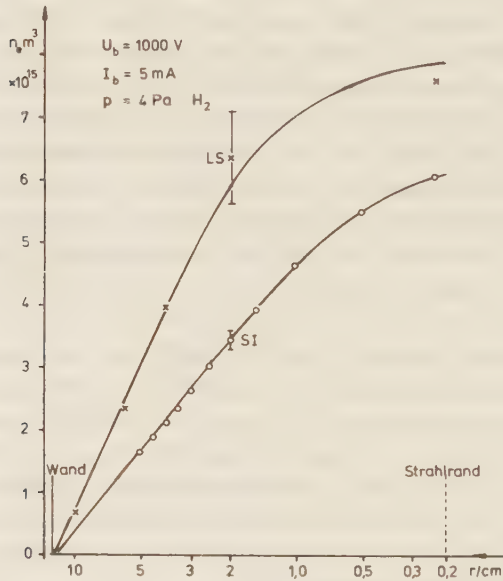


Abb. 32 Radialer Plasmadichteverlauf in Wasserstoff
obere Kurve Langmuirsondenmessung (LS)
untere Kurve über Sondeninstabilität ermittel-
ter Verlauf (SI)

Wie aus Abb. 32 zu entnehmen ist, liefert diese Meßmethode durchwegs kleinere Plasmadichten als das herkömmliche Langmuirsondenverfahren. Dies ist nicht weiter verwunderlich, da wir durch den hohen Sondenstrom sicherlich das Plasma verarmen.

Prinzipiell erhalten wir allerdings für beide Verfahren den von unserem Modell geforderten Verlauf, lediglich in der Strahlumgebung knicken die Geraden nach unten ab, was sich jedoch durch den dort auftretenden Temperaturgradienten erklären läßt.

Sollte es gelingen, die durch die Sonde hervorgerufene Plasmaverarmung rechnerisch zu erfassen, erhalten wir sicherlich eine gute Plasmadiagnostikmethode, die sich zumindest in Wasserstoff bei niederen Drucken anwenden läßt. Aber auch für die Untersuchung der Instabilität ergeben sich hieraus neue Aspekte, die sicherlich zu neuen Erkenntnissen bezüglich Ausbreitungs- und Dämpfungsverhalten von Langmuirschwingungen führen können.

Literatur

- /1/ Tonks L., Langmuir I., Phys. Rev. 33, 195, 990 (1929)
- /2/ Crawford F.W., Kino G.S., Proc. IRE 49, 1767 (1961)
- /3/ Boyd G.D., et al. Proc IRE 48, 1906 (1961)
- /4/ Briggs R.J.: Electron-Stream Interaction with Plasmas
MIT Press, Cambridge, Mass. 1964
- /5/ Renner H., Dissertation München 1969
- /6/ Amemiya H., Wieseemann K., Annalen d. Phys. 30, 185 (1973)
- /7/ Wada S.Y., Knechtli R.C., Phys. of Fluids 12, 1496 (1969)
- /8/ Levitskii S.M., Shashurin I.P., JETP 25, 227 (1967)
- /9/ Shapiro V.D., JETP 17, 416 (1963)
- /10/ Boyd G.D., et al., Proc. IRE 49, 1707 (1961)
- /11/ Self S.A., J. appl. Phys. 40, 5217 (1969)
J. appl. Phys. 40, 5232 (1969)
- /12/ Dunn D.A., Self S.A., J. appl. Phys. 35, 113 (1964)
- /13/ Böhmer H., Chang J., Raether M., Phys of Fluids 14, 150 (1971)
- /14/ Gentle K.W., Lohr J., Phys. of Fluids 16, 1464 (1973)
- /15/ Quon B.H., et al., Phys Rev. Lett. 32, 406 (1974)
- /16/ Parker R.R., Throop A.L., Phys. Rev. Lett. 31, 1549 (1974)
- /17/ Mori H., J. Phys. Soc. Japan 35, 593 (1973)
- /18/ Mitsuno K., Tanaka S.J., J. Phys. Soc. Japan 35, 1753 (1973)
- /19/ Witt J., Dissertation München 1966
- /20/ Crawford F.W., SU-IPR No. 13, May 1965
- /21/ Self S.A., Microwave Laboratory Reports 1292, 1293
Stanford University 1965
- /22/ Singhaus H.E., Phys. of Fluids 7, 1534 (1964)
- /23/ Sumi M., J. Phys. Soc. Japan 14, 653 (1959)
- /24/ Bohm D., Gross E.P., Phys. Rev. 75, 1851 (1949)
Phys. Rev. 79, 992 (1950)
- /25/ Bludman S.A., et al., Phys. of Fluids 3, 747 (1960)
- /26/ Abraham E.F., Crawford F.W., SU-IPR No. 24 (1965)
- /27/ Canara A.B., Crawford F.W., J. appl. Phys. 38, 583 (1967)
- /28/ Self S.A., et al., J. appl. Phys. 42, 704 (1971)
- /29/ Heider J., Diplomarbeit München 1972
- /30/ Sato M., Heider J., J. Phys. D 8, 1632 (1975)

- /31/ Abraham E.E., Crawford F.W., Proc. 7th Int. Conf. Ionized
Gases 1966, vol. II 337
- /32/ Ardenne M., Tabellen zur angew. Phys., VEB Berlin 1962
- /33/ Berger E., Heisen A., J. Phys. D 8, 629 (1975)
- /34/ Boersch , Naturwiss. 40, 267 (1953)
Z.f.Phys. 139, 115 (1954)
- /35/ Veit , Z. f. ang. Phys. 7, 435 (1955)
- /36/ Septier A., Focusing of charged particles Vol. 1
Academic Press, New York 1967
- /37/ Laborie P., Sections efficaces electroniques, coefficients
macroscopiques, Dunod Paris 1968
- /38/ Gabowich M.D., Kovalenko V.P., JETP 30, 392 (1970)
- /39/ Massey H.S.W., Burhop E., Electronic and Ionic Impact Phenomena
vol. I, Oxford 1964
- /40/ Lohr J., Rev. Sci. Instr. 45, 1168 (1974)
- /41/ Lavrovskii V.A., et al., JETP Lett. 15, 57 (1972)
- /42/ Conrad J.R., et al., Phys. Rev. Lett. 30, 827 (1973)
- /43/ Kapzov N.A., Elektrische Vorgänge in Gasen und im Vakuum
VEB. Berlin 1955
- /44/ MC. Daniel E.W., Collision Phenomena in Ionized Gases
J. Wiley 1964
- /45/ Oskam H.J., Mittelstadt V.R., Physica 30, 2021 (1964)
- /46/ Oskam H.J., Mittelstadt V.R., Phys. Rev. 132, 1435 (1963)

Herrn Professor A. Heisen, unter dessen Leitung ich diese Arbeit durchgeführt habe, möchte ich an dieser Stelle für fruchtbare Diskussionen und sein stetes Entgegenkommen recht herzlich danken.

Dank gebührt aber auch all denen, die ebenfalls Anteil am Zustandekommen dieser Arbeit hatten:

Herrn Dipl-Phys. E. Berger, für die Überlassung seiner Messapparatur und seiner tatkräftigen Mithilfe bei der Ermittlung der Elektronentemperaturen,

Herrn Professor M. Sato aus Japan, für die umfangreichen Rechnungen zur Halbwertsbreite der Instabilität,

Herrn A. Selzle von der Werkstatt, für die prompte Lösung mechanischer Probleme,

sowie allen Kollegen aus der Arbeitsgruppe, für die harmonische Zusammenarbeit.

Lebenslauf

Am 21.10.1943 erblickte ich in Lindau/B. als Sohn des Bankkaufmanns Friedrich Heider und dessen Ehefrau Elisabeth, geb. Mayer, das Licht der Welt. 1950 übersiedelten wir nach München, wo ich im gleichen Jahr in die Volksschule eintrat. 1955 wechselte ich in die Oberrealschule an der Frühlingstraße über, die ich bis 1962 besuchte. Das achte und neunte Schuljahr absolvierte ich an der Luitpoldoberrealschule in München, wo ich auch 1964 das Abitur ablegte.

Nach eineinhalb Jahren Wehrdienst begann ich dann im Sommer-Semester 1966 das Studium der Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität in München. 1969 unterzog ich mich dort der Diplom-Vorprüfung. 1971 begann ich mit einer experimentellen Diplomarbeit, die ich im Dezember 1972 mit der Diplom-Hauptprüfung abschloß.

Seit April 1973 bin ich in Weiterführung meiner Diplomarbeit mit den vorliegenden Untersuchungen sowie mit Assistententätigkeit beschäftigt. Letztere erstreckte sich auf die Betreuung von Lehramtskandidaten im Fortgeschrittenen-Praktikum.

